Карл Пфлейдерер

Лопаточные машины для жидкостей и газов

МАШГИЗ


МАШГИЗ

Die Kreiselpumpen
für Flüssigkeiten und Gase

Wasserpumpen, Ventilatoren, Turbogebläse
Turbokompressoren

Von

Carl Pfleiderer

Dr.-Ing., Dr.-Ing. E. h.
emer Professor an der Technischen Hochschule
Braunschweig

Vierte neubearbeitete Auflage

Mit 386 Abbildungen



Springer-Verlag
Berlin / Göttingen / Heidelberg
1955

КАРЛ ПФЛЕЙДЕРЕР

ЛОПАТОЧНЫЕ МАШИНЫ ДЛЯ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

ВОДЯНЫЕ НАСОСЫ, ВЕНТИЛЯТОРЫ, ТУРБОВОЗДУХОДУВКИ, ТУРБОКОМПРЕССОРЫ

4-Е ПЕРЕРАБОТАННОЕ ИЗДАНИЕ

Перевод инж. А. М. ЛАДОГИНА

Под редакцией
д-ра техн. наук, профессора
В. И. Поликовского

ГОСУДАРСТВЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МАШИНОСТРОИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
Москва 1960

Книга написана немецким специалистом и содержит материалы по теории, расчету и конструкциям всех основных видов лопаточных машин: радиальных и осевых насосов, компрессоров, воздуходувок. В ней приведено много примеров расчета лопаточных машин для иллюстрации теоретических выводов, что облегчает усвоение материала. По ряду вопросов даны оригинальные решения.

Книга может быть использована широкими кругами инженерно-технических работников, а также учащимися вузов соответствующих специальностей.

Редакция литературы по машиностроению и приборостроению

Зав. редакцией инж. Н. В. ПОКРОВСКИЙ

ВВЕДЕНИЕ

Насосами (нагнетателями) называются устройства для подачи жидкостей или газов. Принцип их действия заключается в перемещении жидкостей по трубопроводам при наименьшей возможной затрате работы. Для передачи жидкости от одного пункта к другому в трубопровод, соединяющий эти два пункта, включают неподвижно установленный насос. Последний передает жидкости энергию, необходимую для ее перемещения, т. е. всасывает жидкость на одной стороне и нагнетает ее на другой стороне. При работе насоса в трубопроводе на стороне выхода из насоса (на стороне нагнетания) наблюдается повышение давления, на стороне входа в насос (на стороне всасывания) — понижение давления. Следовательно, рассматривая насос (в широком смысле слова) отдельно от подключенных к нему трубопроводов, можно утверждать, что его действие заключается в перемещении жидких или газообразных тел из пространства с низким давлением в пространство с более высоким давлением.

Очевидно, в насосе происходит обратный процесс по сравнению с двигателями, с которыми насосы имеют большое конструктивное сходство. В обоих случаях различают две основных группы, а именно:

1. Поршневые насосы как обращенные водостолбовые машины (совершенно вышедшие из употребления) или поршневые паровые машины. Отличительным признаком этой группы насосов является возвратно-поступательное движение поршня в закрытом цилиндре. Энергия давления сообщается транспортируемой среде непосредственно воздействием поршня.

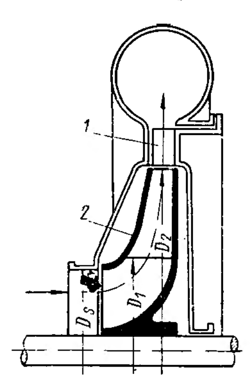
2. Лопаточные насосы как обращенные турбины.

Кроме насосов двух упомянутых основных групп, существуют другие типы насосов, имеющие второстепенное значение, в которых двигатель и насос составляют как бы одно целое и вследствие этого они не находят себе аналогичных устройств среди двигателей Таковы, например, струйные насосы, водяные тараны, насосы Маммута и т. д.

В предлагаемой книге рассматриваются лопаточные насосы для жидкостей и газов. Во всех рассуждениях принято, что перемещаемой средой является вода (в случае передачи жидкости) или воздух (в случае передачи газа), если нет особой оговорки.

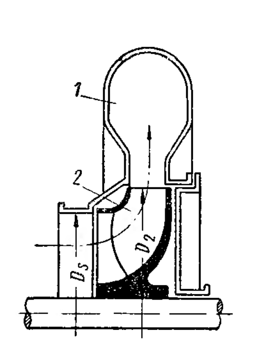
В лопаточных насосах требуемая энергия давления создается при помощи вращающегося рабочего колеса, снабженного лопатками. Под воздействием лопаток на перемещаемую среду одновременно повышается ее давление и скорость. Для использования прироста

скорости и для повышения давления, жидкость, выходящая из рабочего колеса, направляется в неподвижные каналы, сечение которых постепенно увеличивается, вследствие чего кинетическая энергия преобразуется в давление. Совокупность этих каналов, связанных с кожухом насоса, называют направляющим аппаратом. В некоторых случаях устраивается только один кольцевой направляющий канал, охватывающий все рабочее колесо, и тогда он может состоять из трубы спиральной формы.



Фиг. 1. Центробежный насос с лопаточным направляющим аппаратом:

1 — направляющий аппарат; *2* — рабочее колесо.



Фиг. 2. Насос с осевым входом и радиальным выходом без лопаточного направляющего аппарата:

1 — безлопаточный направляющий аппарат; *2* — рабочее колесо.

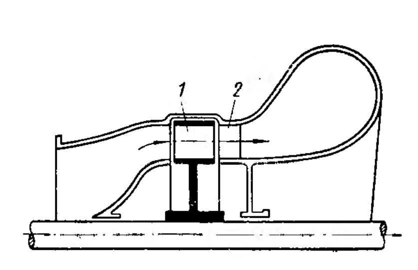
На фиг. 1—4 схематически изображены возможные типы лопаточных насосов. Жидкость может подводиться к лопаткам рабочего колеса радиально от его оси к периферии (фиг. 1). В этом случае, проектируя линии тока по окружности на осевую (меридиональную) плоскость, видим, что их проекции проходят в основном радиально изнутри наружу. Этот тип лопаточного насоса (ранее называвшийся центробежным насосом) является наиболее распространенным, вследствие того, что в нем центробежные силы действуют в направлении протекания жидкости и, таким образом, способствуют повышению давления. Обратное направление подачи жидкости снаружи внутрь хотя и возможно, но до настоящего времени не нашло применения [1]. В насосах повышенной производительности или быстроходности встречается схема осевого подвода жидкости к лопаткам рабочего колеса при радиальном выходе из колеса (фиг. 2), что соответствует схеме рабочего колеса турбины Френсиса. При высокой производительности или быстроходности в сочетании с низкой высотой напора имеет преимущество схема осевого протекания жидкости в рабочем

[1] В насосах и центростремительных турбинах такая подача встречается очень часто. *Прим. ред.*

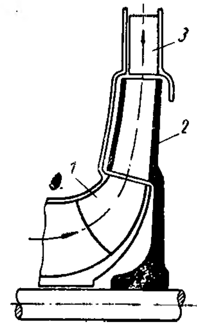
колесе (фиг. 3). В последнее время особое внимание уделяется насосам последней схемы.

Жидкость поступает большей частью к рабочему колесу непосредственно из всасывающего трубопровода, без особых направляющих аппаратов. Только в редких случаях перед входом в рабочее колесо устанавливаются неподвижные направляющие лопатки. Совокупность таких лопаток, служащих для подвода жидкости к рабочему колесу в определенном направлении, называется входным направляющим аппаратом (фиг. 4).

С увеличением высоты напора при заданном расходе мы доходим постепенно до определенной границы, выше которой применение одного рабочего колеса становится нецелесообразным. Теоретически возможно для любой высоты и любого числа оборотов спроектировать соответствующее рабочее колесо. Однако такое колесо будет обладать нерациональными конструктивными формами, а его применение будет сопровождаться низким к. п. д.



Фиг. 3. Осевой насос:
1 — рабочее колесо; 2 — направляющий аппарат.



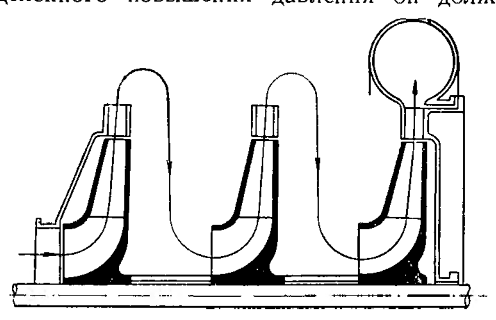
Фиг. 4. Центробежный насос с лопаточным направляющим аппаратом на входе и выходе:
1 — входной направляющий аппарат; 2 — рабочее колесо; 3 — выходной направляющий аппарат.

В подобных случаях заданную высоту напора необходимо преодолевать при помощи последовательного включения нескольких отдельных рабочих колес, т. е. применять схему многоступенчатого насоса. В этом случае высота напора каждого отдельного колеса соответственно уменьшается. Все отдельные рабочие колеса в многоступенчатом насосе расположены на одном и том же валу (фиг. 5).

Если при высоких напорах производится разделение давления на несколько ступеней, то при значительной производительности осуществляется разделение потока передаваемой среды путем параллельного соединения нескольких рабочих колес, т. е. устройства многопоточной схемы. В подобной схеме (фиг. 6) обычно применяются рабочие колеса с двусторонним всасыванием. В последнее время эта конструкция вытеснена более быстроходными конструкциями, изображенными на фиг. 2 и 3.

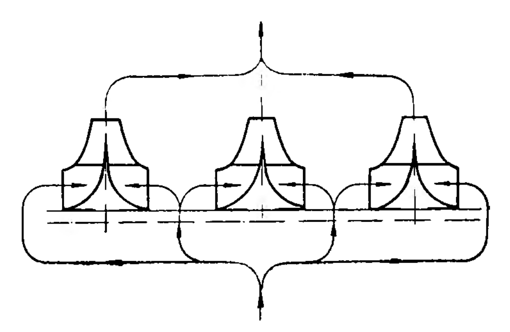
Этот краткий обзор в одинаковой мере относится к передаче воды и воздуха. Обе области рассматриваются в книге совместно, что не создает каких-либо трудностей, если иметь в виду следующие различия:

1. Поскольку газ легче жидкости, то при его подаче для достижения определенного повышения давления он должен получить



Фиг. 5. Многоступенчатое расположение колес.

значительно бóльшую скорость, чем, например, вода; следовательно, соответственно больше должна быть окружная скорость рабочего колеса. Соответственно более высокие центробежные силы, действую-



Фиг. 6. Многопоточное расположение колес.

щие на материал рабочего колеса, заставляют отказаться от литых конструкций, которые обычно применяются для гидравлических машин, и вынуждают изготовлять рабочие колеса из кованого или катаного металла. Это затрудняет или даже исключает возможность применения форм согласно фиг. 2.

Вся область для компрессоров состоит из конструкций колес по формам фиг. 1 и 3, которые, таким образом, охватывают область машин средней производительности в значительно большей степени, чем это возможно сочетать с хорошим к. п. д.

2. Вода считается несжимаемой (сохраняет постоянный объем), но может испаряться. Вследствие этого в насосе в местах больших скоростей и соответственно низкого давления образуются области, наполненные парами воды. Такие пузырьки пара вредно влияют на работу насоса (явление кавитации).

При передаче газов следует обращать внимание на их сжимаемость. Вместо кавитации здесь может возникнуть скачок уплотнения [1], если в каком-либо месте замедленного течения газа скорость превысит звуковую. Кавитация при передаче воды и околозвуковая скорость при передаче газов создают определенные границы выполнения конструкций. Эти явления возникают в одинаковых местах, т. е. там, где течение обладает высокой местной скоростью.

---

[1] Точнее сравнивать явления кавитации с явлением «запирания» каналов при околозвуковых скоростях, чем с наличием скачков уплотнения. *Прим. ред.*

ГЛАВА I

ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕМЕЩАЕМОЙ НАСОСОМ СРЕДЫ

1. ВЫСОТА НАПОРА *H*

Высота напора в насосах имеет аналогичное значение с напряжением на зажимах электрического генератора. Под высотой напора понимают приращение полезной энергии, передаваемой среде на единицу ее веса. Следовательно, размерность высоты напора — *кгм/кг* или *м*. Однако это приращение энергии не может рассматриваться как разность давлений и, следовательно, не может быть измерена в единицах давления.

Высоту напора *H* можно представить как высоту столба перемещаемой жидкости. Это положение справедливо не только для жидкостей, но и для газов, хотя в последнем случае столб газа имеет внизу бо́льшую плотность, чем наверху. Естественно, что на одном из своих концов столб жидкости или газа должен находиться в том же состоянии, что при входе в насос.

При определении высоты напора *H* не должны учитываться потери в присоединенных к насосу трубопроводах (аналогично потерям в подводящих кабелях электрогенератора), потому что трубопроводы могут меняться в зависимости от места расположения.

Наоборот, потери в самом насосе должны быть учтены соответствующим образом.

Так как приращение энергии представляет собой такое изменение параметров между входом и выходом, которое может быть полезно использовано, то при сжатии газов без охлаждения следует считать приращение энергии адиабатическим.

В таком понимании высота напора должна определяться по закону Бернулли (раздел 7) как сумма энергии давления, энергии движения и энергии положения:

$$H = h_p + \frac{c_{II}^2 - c_I^2}{2g} + y, \qquad (1.1)$$

где h_p — энергия давления, т. е. полезная (без потерь) работа в *кгм* на *кг* перемещаемой жидкости (или газа), необходимая для повышеиия ее давления на входе (P_I) до значения P_{II} (давления на выходе);

c_I, c_{II} — скорости жидкости соответственно во всасывающем и нагнетающем патрубках насоса, измеренные в *м/сек* в тех же точках, где определялось давление (см. фиг. 7);

y — разность высоты в метрах между всасывающим и нагнетающим патрубками в тех же точках. Разность высот y положительна, когда измеряемая точка на стороне нагнетания расположена выше измеряемой точки на стороне всасывания;

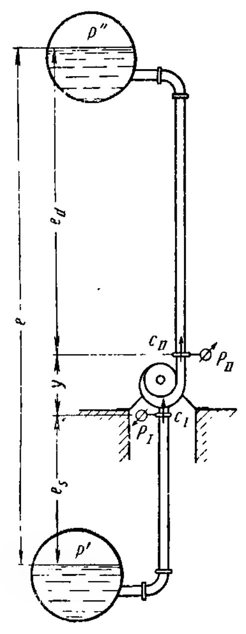
g — ускорение силы тяжести в *м/сек*^{2}.

При передаче газов разностью высот y в уравнении (1) можно пренебречь.

Энергия давления h_p более подробно рассмотрена для случая передачи жидкости в разделе 2, а для случая передачи газа в разделе 3. Если изменением объема можно пренебречь, например, при передачи жидкостей, то для энергии давления будет справедливо следующее выражение:

$$h_p = \frac{P_{II} - P_I}{\gamma} = \frac{p_{II} - p_I}{\gamma} 10^4 \qquad (1.1a)$$

(P, p — давление в *кг/м*^{2} или соответственно в *кг/см*^{2}, $\gamma = \frac{1}{v}$ — удельный вес в *кг/м*^{3}).



Фиг. 7. Схема насосной установки.

При сжатии газа без охлаждения предполагается, что энергия давления h_p, как указано выше, изменяется адиабатически, потому что при определении понятия напора H имелись в виду изменения состояния газа без потерь. При охлаждении газа, которое всегда несовершенно, необходимую работу на сжатие, следовало бы при отсутствии трения рассматривать как политропическую работу. Однако в большинстве случаев с достаточной точностью можно считать, что это изменение происходит по адиабате. В этом случае при определении к. п. д. вводят в рассмотрение изотермический процесс (раздел 5).

Уравнение (1. 1) особенно пригодно для экспериментального определения высоты напора H. Но иногда известно только положение резервуаров на стороне всасывания и нагнетания, а также соединяющего их трубопровода; напор, создаваемый насосом, приходится рассчитывать. Соответствующая формула может быть получена, если в уравнение (1. 1) подставить соответствующие значения для точек в начале и конце трубопровода. Кроме того, необходимо ввести в уравнение общее сопротивление трубопровода. В результате подстановки формула примет вид:

$$H = h'_p + e + \frac{c''^2 - c'^2}{2g} + Z, \qquad (1.2)$$

где h'_p — значение рассмотренной выше энергии давления h_p при повышении давления от P' в резервуаре на стороне всасывания до P'' в резервуаре на стороне нагнетания;

$e = e_s + y + e_d$ — разность геодезических высот между точками измерения давления в резервуарах на стороне всасывания и нагнетания;

c', c'' — соответствующие скорости в измеряемых точках в резервуарах на стороне всасывания и нагнетания;

$Z = Z_s + Z_d$ — сопротивление во всасывающем и нагнетающем трубопроводах, без учета сопротивлений в самом насосе.

В большинстве случаев скорости c' и c'' в резервуарах на сторонах всасывания и нагнетания исчезающе малы, следовательно формула примет вид:

$$H = h'_p + e + Z. \tag{1.3}$$

Сопротивление трубопровода Z включает в себя все потери вследствие трения о стенки, изменения сечения и направления движения (разделы 13 и 14). Величину этого сопротивления, для технических газопроводов, можно определить по падению давления, вычисленному из уравнения (2. 67). К потерям вследствие изменения сечения относятся, потери от сужения струи при входе в трубопровод, а также потери от расширения при выходе из трубопровода, если только последние не полностью устранены постепенным расширением канала в месте присоединения нагнетательного резервуара. Последнее мероприятие особенно рекомендуется применять при малых напорах и большой производительности (насосы для откачки, вентиляторы).

Влияние трех членов уравнения (1. 3) совершенно различно в зависимости от назначения насоса. В случае питания котлов или магистрали сжатым воздухом основным является первый член этого уравнения. Если резервуары на сторонах всасывания и нагнетания находятся под атмосферным давлением, как например, при водоснабжении, то первый член уравнения равен отрицательной разности между давлением воздуха в начале и в конце водопроводной сети, следовательно им можно пренебречь, после чего имеем

$$H = e + Z. \tag{1.4}$$

У ирригационных насосов величина e соответствует разности геодезических высот между сборным бассейном и полем орошения, вследствие чего она очень мала и решающее значение в уравнении имеет член Z.

Для случая подачи воздуха при атмосферном давлении (например, для вентилятора) второй член e исключается вследствие противоположного по знаку изменения первого члена h_p, так как снижается барометрическое давление. Следовательно, $e + h'_p = 0$ и поэтому

$$H = Z. \tag{1.4a}$$

В этом случае высота напора определяется только одним сопротивлением на пути движения воздуха.

Член e в уравнении (1. 3) в случае подачи воздуха имеет значение только при существенной разности высот между измеряемыми точками на стороне всасывания и на стороне нагнетания.

В случае подачи сжатого воздуха (или другого газа) на большую высоту, например, в шахтах или рудниках, в уравнении (1. 3) следует учитывать член e (естественно, с соответствующим знаком), так как здесь создается значительная разность веса столба воздуха в трубопроводе и в атмосфере. Взаимная компенсация вследствие изменения барометрического давления имеет место лишь в рассмотренном выше случае подачи воздуха (под атмосферным давлением) вентилятором. Например, если разность высот в 1000 *м* создает разность давления в атмосфере около 0,11 *кг/см*², то у столба сжатого воздуха при давлении 7 *ати* разность достигает приблизительно 0,55 *кг/см*² вследствие большего влияния веса. Совершенно точные уравнения (1. 2) и (1. 3) учитывают влияние удельного веса перемещаемой среды. Когда газ в трубопроводе нагревается или охлаждается, т. е. процесс не является адиабатическим, то член e не может уже более рассматриваться как составная часть адиабатической работы и его необходимо пересчитать. В практике часто встречаются подобные отклонения от адиабатического процесса.

При изотермическом процессе (таким можно считать, например, случай подачи газа по длинным трубопроводам) изменение давления, соответствующее величине e, определяется из выражения для изотермической энергии давления [уравнение (1.17)], а падение давления, обусловленное сопротивлением трубопровода Z, находится из уравнения (2. 67).

Манометрический напор $H_{ман}$. Согласно изложенному выше, высоту напора H нельзя определять в единицах давления, вследствие того, что величина давления столба жидкости высотой 1 *м* зависит от рода жидкости и, очевидно, пропорциональна ее удельному весу γ. Поэтому понятие высоты напора H нельзя смешивать с понятием «давление подачи», т. е. с разностью давлений верхнего и нижнего концов столба жидкости высотой H.

Для водяных насосов давление подачи, соответствующее высоте напора, т. е. манометрический напор $H_{ман}$ выражают в единицах давления, в большинстве случаев в метрах водяного столба при температуре 4° С; при этих условиях 1 *м* водяного столба равен 0,1 *кг/см*². Соответственно градуируется шкала манометра. Манометрический напор и высоту напора следует строго различать между собой. Эти величины связаны соотношением

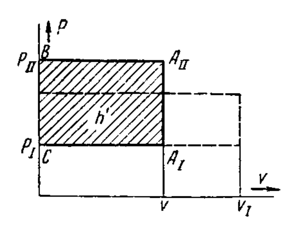
$$H_{ман} = \frac{H\gamma}{1000} \,. \qquad (1.5)$$

На практике только при передаче достаточно холодной воды можно считать, что $H_{ман} = H$.

2. УДЕЛЬНАЯ РАБОТА h_p, РАСХОДУЕМАЯ НА ПОВЫШЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ (ЭНЕРГИИ ДАВЛЕНИЯ) ЖИДКОСТИ

В уравнении (1. 1) существенную часть высоты напора составляет энергия давления.

Воду (как вообще любую жидкость) в большинстве случаев можно считать несжимаемой. Если для рассмотрения процесса перемещения жидкости взять известную в теплотехнике диаграмму Pv, в которой ординатой является давление P в *кг/см²*, а абсциссой — удельный объем $v = \frac{1}{\gamma}$ в *м³/кг* (γ — удельный вес в *кг/м³*), то при этом условии кривая состояния будет представляться вертикальным отрезком прямой, проходящей от начального давления P_{I} до конечного P_{II} (фиг. 8), работа на 1 *кг* перемещаемой жидкости (без учета потерь) определяется заштрихованной площадкой $A_{\text{I}}A_{\text{II}}BC$ (она соответствует идеальной индикаторной диаграмме поршневого насоса, потому что работа без потерь не должна зависеть от типа насоса). В данном случае энергия давления составит:



Фиг. 8. P—v-диаграмма для капельной жидкости.

$$h_p = (P_{\text{II}} - P_{\text{I}})\, v = \frac{P_{\text{II}} - P_{\text{I}}}{\gamma}. \qquad (1.6)$$

За единицу давления примем *кг/см²* (1 *м²* = 10^4 *см²*) и, обозначив давление в новых единицах строчной буквой «*p*», получим:

$$h_p = 10^4 \frac{p_{\text{II}} - p_{\text{I}}}{\gamma}. \qquad (1.7)$$

Для технически чистой воды при нормальной температуре, когда $\gamma = 1000$ *кг/м³*, имеем

$$h_p = 10\,(p_{\text{II}} - p_{\text{I}}). \qquad (1.7а)$$

Из уравнения (1. 6) видно, что при перемещении легкой жидкости расходуется большая удельная работа h_p, чем при перемещении тяжелой. Это наглядно подтверждает пунктирный прямоугольник (см. фиг. 8) с одинаковой площадью, но у которого достигаемое давление уменьшается вследствие увеличения удельного объема при одинаковой работе подачи.

При перемещении без трения несжимаемой жидкости ее температура не изменяется. Но ни одна жидкость не является совершенно несжимаемой. Например, удельный вес $\gamma = 1000$ *кг/м³* применим для воды только при температуре 4° С и давлении 760 *мм* рт. ст.

Изменение удельного веса в зависимости от давления при обычных температурах достаточно существенно и составляет на одну атмосферу (1 *кг/см²*) примерно 0,000045 начального значения, что соответствует величине модуля упругости при сжатии 22 200 *кг/см²*. При высоких температурах сжимаемость воды, как показывают новейшие исследования [1], в несколько раз больше, и при темпера-

турах выше 250° С этой величиной пренебрегать нельзя. Однако большее значение имеет изменение удельного веса в зависимости от температуры.

Обе эти зависимости должны быть учтены для насосов горячей воды, так как они приобрели большое значение для питания котлов. Результаты соответствующих опытов, обработанные Кенаном [2], изображены графически на диаграмме (фиг. 9). По этой диаграмме можно определить удельный вес γ в *кг/м*^{3} при любом давлении и любой температуре.

Зависимость значений γ от температуры дается кривой *A* для давлений равных давлению p_s насыщенных водяных паров при данной температуре. Соответственные значения удельного веса обозначены через γ_s (ордината слева). Пунктирная кривая *B* дает удельный вес γ при максимальном давлении $p = 420$ *ата*. Для ненасыщенного состояния приведены кривые разностей $\Delta\gamma = \gamma - \gamma_s$ в зависимости от давления и температуры. Кривые даны для давлений 10, 50, 100 *ата* и т. д. в десятикратном масштабе (ордината справа). Кроме того, дана кривая для критического давления (225,8 *ат*).

Например, для 200 *ат* и 250° С (точка *a*) значение равно сумме ординат точек *a* и *b*, т. е. $\gamma = 16{,}7 + 798{,}5 = 815{,}2$ *кг/м*^{3}. В данном случае увеличение удельного веса составляет 2% от γ_s.

Так как сжатие в насосах происходит адиабатически (если не принимать во внимание весьма незначительное влияние теплоты трения, которое с избытком нейтрализуется охлаждением внешних стенок насоса), на диаграмме нанесены также некоторые адиабаты с интервалами в 55,5° С (соответствует 100° Фаренгейта, см. ординату справа) Учитывая незначительную сжимаемость, энергию давления между начальным состоянием $P_{\rm I} v_{\rm I}$ и конечным состоянием $p_{\rm II} v_{\rm II}$ можно вычислить по формуле (1.7а), если кривая сжатия в pv — диаграмме заменяется прямой

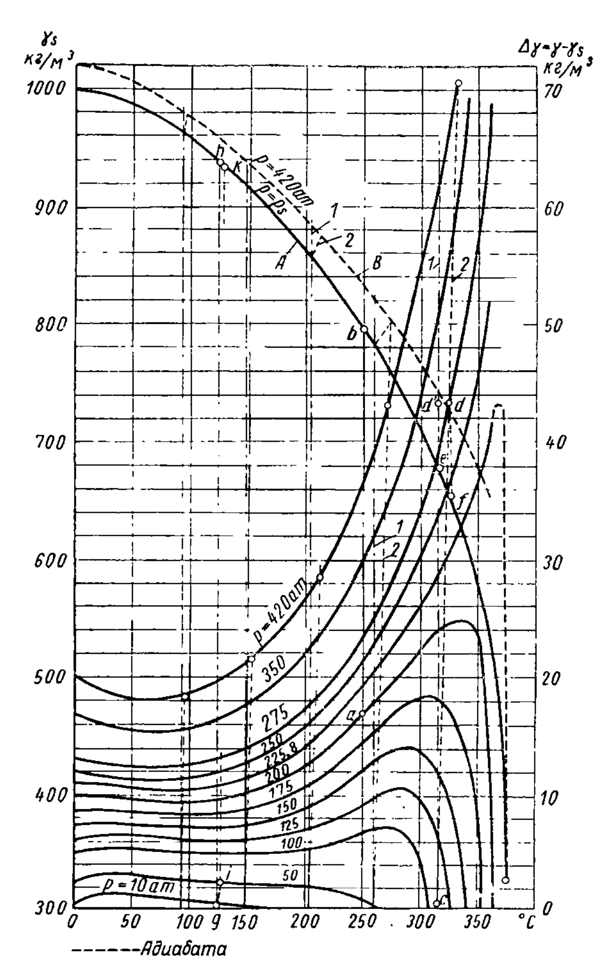
$$h_p = 10\,000\,(p_{\rm II} - p_{\rm I})\,\frac{v_{\rm I} - v_{\rm II}}{2} = 10\,000\,\frac{1}{2}\,(p_{\rm II} - p_{\rm I})\left(\frac{1}{\gamma_{\rm I}} + \frac{1}{\gamma_{\rm II}}\right),$$

т. е.

$$h_p \approx 10\,000\,\frac{p_{\rm II} - p_{\rm I}}{\gamma_m}\,\text{кгм/кг или в м},$$

где γ_m — удельный вес в средней точке адиабаты, а давление выражено в *ат* (10 000 *кг/м*^{2}).

Сжимаемость воды вызывает уменьшение расхода мощности, заметное при высоких давлениях. Например, при нагнетании воды с начальной температурой 315° С и начальным давлением, соответствующим давлению насыщения (107,8 *ат*), до давления 275 *ат*, при $\gamma_{\rm I} = 678$ *кг/м*^{3} (точки *c* и *e*), имеем $\gamma_m = 43{,}6 + 654 = 697{,}6$ *кг/м*^{3} (точки *d* и *f*), следовательно, $h_p = 10\,000 \times 0{,}5 \times (275 - 107{,}8)\,(1/678 + 1/697) = 2436$ *м*. Если принять, что удельный вес $\gamma_{\rm I}$ не меняется, то получим $h_p = 2470$, что соответствует разнице 1,4%. Повышение температуры, обусловленное сжатием, составляет $\overline{dd'} = 9°$ С.



Фиг. 9. Изменение удельного веса воды в зависимости от давления и температуры согласно опытам Кейя и Смита в работе, опубликованной Кенаном. Ордината слева:

A — значения γ_s при давлении насыщения; *B* — значения γ_s при максимальном исследованном давлении 420 *ата*. Ордината справа: приращение $\Delta\gamma$ при различных давлениях относительно γ_s при давлении насыщения (десятикратное увеличение). Величина γ определяется как $\gamma_s + \Delta\gamma$ при данном состоянии (при данном давлении и температуре): *1* — изотерма; *2* — адиабата.

Ввиду того что кривая адиабатического процесса резко отклоняется вправо вниз (как это видно на адиабатах, нанесенных между линиями A и B) изменение γ значительно уменьшается. Если бы в предыдущем примере мы имели изотермическое сжатие, возможное при плохой изоляции машины, то разница могла бы удвоиться. Таким образом, охлаждение машины и в данном случае способствует экономичности работы.

При обычных давлениях в котлах и температурах питательной воды нет необходимости учитывать сжимаемость воды. Например, для случая, рассматриваемого в разделе 50, при начальной температуре 125,5° С, начальном давлении, соответствующем давлению насыщения 2,4 *ата*, и конечном давлении 50 *ата* (точки g, h и i, k) при адиабатическом сжатии изменение h_p составляет только 0,014%, при изотермическом сжатии — 0,14%. При достижении области критических давлений, что чаще всего случается в современной практике, эта разница становится более заметной.

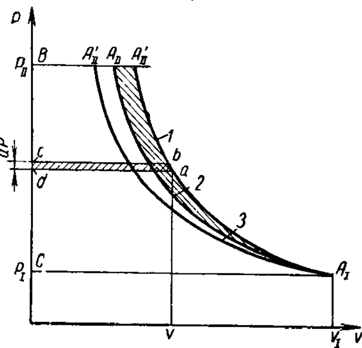
Растворенный в холодной воде воздух не изменяет ее удельного веса. Присутствие кислот и солей, наоборот, имеет значительное влияние. Так, например, удельный вес морской воды при температуре 15° С составляет $\gamma = 1020 \div 1030$ *кг/м³*. Также должно учитываться изменение удельного веса воды в зависимости от наличия в ней примесей: песка, осадков или пузырьков нерастворенного воздуха [1] (см. нормы испытания мощности лопаточных насосов VDI).

3. УДЕЛЬНАЯ РАБОТА h_p, ЗАТРАЧИВАЕМАЯ НА ПОВЫШЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ (ЭНЕРГИЯ ДАВЛЕНИЯ) ГАЗА

При небольших изменениях давления поведение газа, как это будет более подробно показано в конце настоящего раздела, подчиняется законам, применимым к несжимаемой жидкости. При больших изменениях давления должно учитываться изменение плотности газа и вместо уравнения (1. 6) следует использовать уравнение

$$h_p = \int_{P_I}^{P_{II}} v dP, \qquad (1.8)$$

где конечная разность давлений заменена бесконечно малым приращением давления dP. Подынтегральное выражение vdP представляет элементарную площадь $abcd$ на диаграмме Pv (фиг. 10). Повышение давления можно рассматривать как давление столба газа высотой h_p в *м*, что подтверждается следующими доводами. Пусть вертикальный столб газа имеет сечение *1*. Рассмотрим бесконечно малый отрезок высотой dh_p. Если



Фиг. 10. P—v-диаграмма при различных процессах сжатия. Выигрыш в затрате работы $A_I A_{II}$ в результате охлаждения: *1* — адиабата; *2* — политропа; *3* — изотерма.

в верхней плоскости рассматриваемого элемента давление равно P, то в нижней плоскости давление больше на величину собственного веса этого элемента, следовательно:

$$dP = \gamma dh_p = \frac{1}{v} dh_p,$$

так что $dh_p = vdP$.

Величина vdP, очевидно, равна элементарной площади $abcd$ или равна подынтегральному выражению в уравнении (1. 8). Следовательно, высота h_p газового столба численно равна всей площади работы $CA_IA'_{II}BC$, т. е. работе на сжатие 1 *кг* газа между заданными граничными значениями давлений. Для определения полного напора к этой величине должны быть добавлены остальные два члена уравнения (1. 1). Разумеется, рассматриваемый столб газа должен находиться в тех же условиях охлаждения, какие были приняты ранее при определении высоты напора H, т. е. должен иметь место идеальный процесс.

При отсутствии теплообмена с внешней средой распределение параметров газа по высоте столба согласно адиабатическому закону устанавливается само собой. Физическое состояние (температура и давление) в верхнем конце газового столба должно быть таким же, как у перемещаемого газа (при идеальном процессе) у всасывающего патрубка насоса. В этом случае состояние газа в нижнем конце столба устанавливается в соответствии с заданными условиями.

Можно утверждать, что высота газового столба зависит от $\gamma = \rho g$, где ρ — плотность газа, т. е. высота столба зависит от силы земного тяготения и в различных полях тяготения может быть различной. Это объясняется тем, что энергия h_p или H, согласно определению, отнесена не к 1 *кг* массы, а к 1 *кг* веса, и следовательно также зависит от сил земного тяготения.

а) Теплотехнические основы. Объем газов и паров в значительной мере зависит от давления и температуры. Эта зависимость для идеальных газов выражается уравнением состояния:

$$Pv = \frac{P}{\gamma} = RT, \tag{1. 9}$$

где R — газовая постоянная в *кгм/град·кг*;

P — давление в *кг/м²*;

$v = \frac{1}{\gamma}$ — удельный объем в *м³/кг*;

$T = 273 + t$ — температура в градусах абсолютной шкалы (Кельвина).

Между R и удельными теплоемкостями c_p и c_v при постоянном давлении или соответственно при постоянном объеме существует следующая зависимость, где c_p и c_v выражены в *ккал/кг·град*.

$$R = \frac{1}{A}(c_p - c_v) = 427(c_p - c_v),$$

потому что газовая постоянная R равняется работе расширения 1 *кг* газа в результате нагревания при постоянном давлении.

Приведенные в табл. 1 значения R для некоторых газов при различных температурах и давлении могут меняться на несколько процентов, причем эти изменения тем больше, чем больше давление [1], [2]. Для воздуха и водорода при давлениях до 20 *ати* эти отклонения составляют не более 1% и поэтому в лопаточных компрессорах могут не приниматься во внимание. Для газов, находящихся в состоянии, близком к границе перехода в жидкое состояние, уравнение (1. 9) неприменимо и в этих случаях приходится пользоваться диаграммой Молье (i — S-диаграмма). Следует указать на зависимость удельных теплоемкостей от температуры. Например, для газов, приведенных в табл. 1, значения c_p при 100° С примерно на 1,5% выше, чем при 0° С. Для воздуха среднее значение c_p между 20 и 100° С следует принять равным 0,242.

Таблица 1

Удельный вес и удельные теплоемкости газов при 0° С и 760 *мм* рт. ст.

	Газовая постоянная в *кгм/кг·°С*	Удельный вес в *кг/м³*	Удельные теплоемкости *ккал/кг·°С*	
			c_p	c_v
Воздух	29,27	1,2928	0,240	0,171
Кислород	26,49	1,4290	0,219	0,1568
Азот	30,26	1,2505	0,2482	0,1774
Водород	420,75	0,0899	3,400	2,415

По первому закону термодинамики для сжатия газа, независимо от того, происходит ли работа сжатия с потерями или без потерь, справедливо соотношение:

$$h_i/427 = (i_{II} - i_I) + q. \qquad (1.10)$$

(Тепловой эквивалент внутренней работы компрессора на 1 *кг*) = (Приращение теплосодержания или энтальпии газа) + (Теплоотдача во внешнюю среду, т. е. в охлаждающую воду)

Изменения скорости или высоты при этом не учитываются. Вводя среднее значение удельной теплоемкости, приращение теплосодержания газа можно выразить: $i_{II} - i_I = c_p\,(t_{II} - t_I)$.

Работа сжатия газа частично расходуется на повышение температуры газа $t_{II} - t_I$ и частично на тепловые потери в окружающую среду. Следовательно, любое сжатие газа сопровождается его нагреванием, которое может быть в той или иной степени уменьшено путем соответствующего охлаждения. В диаграмме P — v (фиг. 10) изменение состояния газа в результате сжатия выражается кривой: чем сильнее охлаждается газ, тем более пологой будет кривая состояния A_IA_{II} вследствие того, что удельный объем v, согласно уравнению (1. 9), при постоянном давлении прямо пропорционален абсолютной температуре. Сравнивая работу на сжатие газа в неохлаж-

даемом компрессоре (линия A_IA_{II}) и в охлаждаемом компрессоре (линия A_IA_{II}), можно видеть, что в последнем случае благодаря охлаждению экономится работа сжатия на величину заштрихованной площади $A_IA_{II}A'_{II}$. Очевидно, эта экономия работы тем больше, чем выше степень сжатия в компрессоре. Кроме того, охлаждение компрессора извне позволяет предотвратить возникновение высоких температур, угрожающих безопасности производства.

б) Важнейшие замкнутые процессы в компрессоре без внутренних потерь. В настоящем разделе рассматривается процесс сжатия газа при различных степенях охлаждения в предположении, что течение газа происходит без трения и без других потерь.

1) Неохлаждаемый компрессор. При отсутствии потерь сжатие происходит без отвода и подвода тепла, т. е. адиабатически. Линия сжатия на диаграмме $P - v$ здесь характеризуется уравнением

$$Pv^{\chi} = P_I v_I^{\chi}, \tag{1.11}$$

где показатель степени χ для центробежных компрессоров, работающих при обычных температурах, часто считается постоянным, а именно: для двухатомных газов, т. е. H_2, O_2, N_2, воздуха и т. д. $\chi = \frac{c_p}{c_v} = 1,4$, для перегретого пара $\chi = 1,3$, для насыщенного пара (с удельным паросодержанием x) $\chi = 1,035 + 0,1x$. Работа сжатия h_{ad} на 1 *кг* газа, т. е. адиабатическая энергия давления графически выражается площадью $A_IA'_{II}BC$, которая может быть разложена на элементарные участки $abcd$ с площадью, равной vdP (фиг. 10).

Исключая из уравнения (1.8) v при помощи уравнения (1. 11), получим интеграл для адиабатической работы в пределах от начального давления P_I до конечного давления P_{II}

$$h_{ad} = \int_{P_I}^{P_{II}} vdP = v_I P_I^{\frac{1}{\chi}} \int_{P_I}^{P_{II}} \frac{dP}{P^{\frac{1}{\chi}}}.$$

После интегрирования получим

$$h_{ad} = \frac{\chi}{\chi - 1} P_I v_I \left[\left(\frac{P_{II}}{P_I}\right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} - 1\right], \tag{1.12}$$

или, выражая давление p в *кг/см²* и подставляя в уравнение (1. 12) значение Pv из уравнения (1. 9), получим

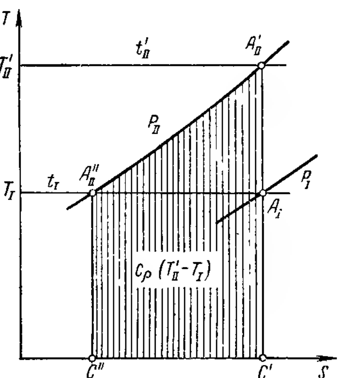
$$h_{ad} = \frac{\chi}{\chi - 1} RT_I \left[\left(\frac{p_{II}}{p_I}\right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} - 1\right] =$$

$$= \frac{c_p}{A} T_I \left[\left(\frac{p_{II}}{p_I}\right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} - 1\right], \tag{1.12a}$$

где $A = 1/427$ механический эквивалент теплоты. Для воздуха при обычной температуре (при $c_p = 0{,}242$ *ккал/кг·°С*)

$$\frac{\chi}{\chi - 1} R = \frac{c_p}{A} \quad 103.$$

Применявшаяся до сих пор диаграмма $P - v$ дает выражение для работы. Для определения температур и теплосодержания служит диаграмма $T - S$, в которой ординатой служит абсолютная температура, а абсциссой — энтропия [1], одновременно наносятся также (по Моллье) линии постоянного давления p (изобары; фиг. 11). На этой диаграмме адиабата, т. е. линия постоянной энтропии, проходит параллельно оси ординат T от начальной точки A_{I} с параметрами T_{I} и p_{I} до конечной точки A'_{II}, определяемой конечным давлением p_{II}; тем самым определяется конечная температура, равная $T_{\text{II}} = 273 + t'_{\text{II}}$.



Фиг. 11. Адиабатическое сжатие на диаграмме $T-S$.

Поскольку в данном случае $q = 0$, то уравнение (1. 10) примет вид

$$h_{ad} = \frac{c_p}{A}\left(t'_{\text{II}} - t_{\text{I}}\right). \qquad (1.13)$$

Уравнение (1. 13) на диаграмме $T - S$ графически выражается площадью $A'_{\text{II}}A''_{\text{II}}C''C'$. Если ввести понятие теплосодержание (энтальпию) в *ккал/кг*, то уравнение (1. 13) может быть написано в более простом виде

$$h_{ad} = \frac{1}{A}\left(i'_{\text{II}} - i_{\text{I}}\right). \qquad (1.14)$$

Это уравнение имеет то преимущество, что оно справедливо и для паров.

В соответствии с этим работа адиабатического сжатия на диаграмме $i - S$ выражается вертикальным отрезком между начальным состоянием A_{I} и изобарой конечного давления (фиг. 12). Этот простой способ определения особенно пригоден для паров, так как у них удельные теплоемкости c_p и c_v сравнительно сильно изменяются.

Работа адиабатического сжатия h_{ad}, отнесенная к 1 *кг* газа, выражается в *кгм/кг* или в *м* газового столба.

Повышение температуры $\Delta t_{ad} = t'_{\text{II}} - t_{\text{I}}$ для газов и паров можно определить из диаграммы $i - S$. Для газов применяют

---

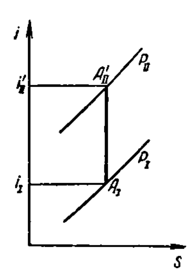
[1] Значение энтропии становится более понятным, если принять ее за «степень неупорядоченности», с ростом энтропии обесценивается рассматриваемое количество тепла.

следующее уравнение, где c_p — средняя удельная теплоемкость:

$$\Delta t_{ad} = t'_{II} - t_I = \frac{1}{c_p}\left(i'_{II} - i_I\right) = \frac{A}{c_p} h_{ad}. \qquad (1.15)$$

Следовательно, для атмосферного воздуха $\Delta t_{ad} = \frac{h_{ad}}{103}$.

Из равенства уравнения (1. 12a) и (1. 13) следует



Фиг. 12. Адиабатическое сжатие на диаграмме i—S.

$$\Delta t_{ad} = t'_{II} - t_I \quad T_I \left[\left(\frac{p_{II}}{p_I}\right)^{\frac{\chi - 1}{\chi}} - 1\right] \qquad (1.15a$$

2) Полностью охлаждаемый компрессор. В этом случае температура газа T_I остается постоянной. Следовательно, сжатие происходит по изотерме, которая на диаграмме $T - S$ (фиг. 11) выражается линией $A_IA''_{II}$, параллельной оси S. На диаграмме $P - v$ (фиг. 10) согласно уравнению (1. 9), вследствие равенства $Pv = P_Iv_I = \text{const}$, работа сжатия выражается равносторонней гиперболой $A_IA''_{II}$. Из уравнения (1. 10) следует

$$Ah_i \equiv Ah_{is} = q. \qquad (1.16$$

В данном случае работа сжатия полностью переходит в теплоту и удаляется с охлаждающей водой. Графически на диаграмме $T - S$ (фиг. 11) она выражается (в *ккал/кг*) площадью прямоугольника $A_IA''_{II}C''C'$. На диаграмме $P - v$ (фиг. 10) она выражается (в *кгм/кг* или в *м*) площадью $A_IA''_{II}BC$. Для идеального газа эта работа выражается уравнением (1. 17), которое представляет изотермическую энергию давления

$$h_{is} = P_Iv_I \ln\frac{p_{II}}{p_I} = RT_I \ln\frac{p_{II}}{p_I}. \qquad (1.17)$$

Экономия работы вследствие охлаждения соответствует на обеих диаграммах площади $A_IA''_{II}A'_{II}$.

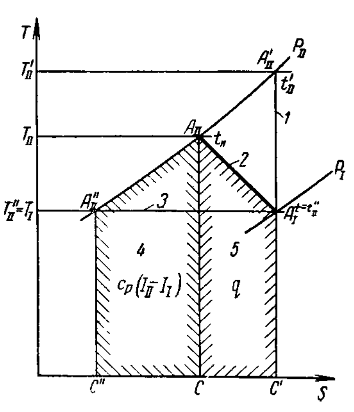
В качестве числового примера (согласно табл. 2) рассчитываем работу сжатия для воздуха ($R = 29{,}27$ и $\chi = 1{,}4$) при температуре $t_I = 20°$ С, при различных соотношениях конечного и начального давления.

Таблица 2

p_{II}/p_I	1	1,4	2	3	4	6	8	10	25	Размерность
h_{ad}	0	3050	6530	10 810	14 650	20 150	24 450	28 100	45 500	*м*
h_{ad}/h_{is}	1	1,055	1,095	1,149	1,232	1,31	1,372	1,42	1,649	—
$t'_{II} - t_I$	0	29,6	63,4	105	142,2	195,5	237,5	273	442	градусы

Следовательно, значения энергии давления в случае воздуха значительно выше, чем у водяных насосов. Значения $\frac{h_{ad}}{h_{is}}$ показывают, что при полном охлаждении экономия работы становится заметной уже при малых отношениях давлений и затем быстро возрастает.

3) Неполностью охлаждаемый компрессор. Для этого общего случая примем, что отвод тепла с охлаждающей средой происходит равномерно вдоль всей кривой сжатия $A_I A_{II}$. Этому условию лучше всего соответствует политропический закон $pv^n = p_I v_I^n$. Адиабата и изотерма являются частными случаями этого закона при условии, что $n = \chi$ или $n = 1$. Очевидно, что вследствие охлаждения значение показателя степени лежит в пределах между 1 и χ, если только нет большого подвода тепла за счет внутренних потерь тепла, которые, однако, отпадают, поскольку процесс сжатия предполагается идеальным (без потерь). Следовательно, кривая сжатия проходит между адиабатой и изотермой (фиг. 10 и 13); на диаграмме $T - S$ она почти прямолинейна. Члены уравнения (1. 10) на диаграмме $T - S$ графически можно представить следующим образом (фиг. 13): количество тепла, отводимое с охлаждающей средой, в виде трапеции $A_{II} A_{II} CC'$, приращение теплосодержания газа в виде трапеции $A_{II} A''_{II} C'' C$; сумма этих площадей характеризует общую работу сжатия на 1 *кг* газа. Экономия работы соответствует площади треугольника $A_I A_{II} A'_{II}$, а увеличение работы сжатия по сравнению с изотермическим сжатием — в виде треугольника $A_I A_{II} A''_{II}$.



Фиг. 13. Политропическое сжатие на диаграмме $T-S$:

1 — адиабата; *2* — политропа; *3* — изотерма; *4* — увеличение теплосодержания сжатого воздуха; *5* — количество тепла, отведенное охлаждающей водой.

Работу в *кгм/кг*, т. е. политропическую энергию давления, а также повышение температуры $t_{II} - t_I = T_{II} - T_I$ можно определить из уравнений (1. 12) и (1. 15а) для адиабаты, если в них заменить показатель χ на n

$$h_{pol} = \frac{n}{n-1} P_I v_I \left[\left(\frac{p_{II}}{p_I}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] =$$

$$= \frac{n}{n-1} RT_I \left[\left(\frac{p_{II}}{p_I}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \qquad (1.\ 18)$$

или

$$t_{II} - t_I = T_I \left[\left(\frac{p_{II}}{p_I} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \qquad (1.19)$$

При использовании диаграммы $i - S$ необходимо учитывать потери тепла с охлаждающей водой, так как в уравнении (1. 10)

$$h_{pol} = \frac{1}{A}(i_{II} - i_I + q). \qquad (1.20)$$

4) Потребная работа на 1 $м^3$ всасываемого газа, т. е. $\frac{h_{ad}}{v_I}$, $\frac{h_{is}}{v_I}$, $\frac{h_{pd}}{v_I}$, согласно уравнениям (1. 12), (1. 17), (1. 18), для всех трех случаев сжатия не зависит от рода газа, когда равны χ или n, т. е. число атомов в молекуле газа. Например, при одинаковых начальных и конечных давлениях для сжатия 1 $м^3$ водорода требуется такая же работа, как и для сжатия 1 $м^3$ воздуха.

5) Приближенные уравнения для малых энергий давления. При малых напорах, что часто имеет место в лопаточных насосах (вентиляторы, воздуходувки), приведенные выше уравнения можно упростить. Заменим отношение давлений $\frac{p_{II}}{p_I}$ отношением $(p_{II} - p_I)$ к начальному давлению p_I

$$y = \frac{p_{II} - p_I}{p_I} = \frac{p_{II}}{p_I} - 1 \qquad (1.21)$$

и разложим выражение $\left(\frac{p_{II}}{p_I}\right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} = (1 + y)^{\frac{\chi-1}{\chi}}$ из уравнения (1.12) в ряд, остановившись на третьем члене ряда. При этом получим вместо уравнения (1. 12)

$$h_{ad} = P_I v_I y \left(1 - \frac{y}{2\chi} + \frac{\chi + 1}{6\chi^2} y^2\right) =$$

$$= RT_I y \left(1 - \frac{y}{2\chi} + \frac{\chi + 1}{6\chi^2} y\right), \qquad (1.22)$$

причем Δt_{ad} также известно из уравнения (1. 15).

При показателе $\chi = 1{,}4$ для отношения давлений $\frac{p_{II}}{p_I} = 1{,}40$ ошибка составляет не более $+{}^1/_2\%$, для $\frac{p_{II}}{p_I} = 1{,}50$ не более $+1\%$.

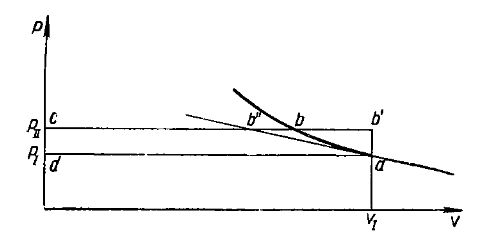
Принимая во внимание только первый член в скобках, получим уже выведенное для жидкости соотношение (1. 16)

$$h_{ad} = (P_{II} - P_I)\, v_I = \frac{P_{II} - P_I}{\gamma_I} = 10^4 \cdot \frac{p_{II} - p_I}{\gamma_I}. \qquad (1.23)$$

Это первое приближение применимо к вентиляторам. Оно основано на том, что вышеупомянутая площадь работы $abcd$ заменяется прямоугольником $ab'cd$ (фиг. 14). При разности давлений $p_{II} - p_I =$

$= 150$ *кг/м*^{2} или *мм* вод. ст. ошибка составляет $+0,5\%$, при 300 *мм* вод. ст. соответственно $+1\%$.

Учитывая в уравнении (1. 22) также и второй член в скобках, получим приближенное уравнение, точность которого достаточна для воздуходувок. Оно основано на том, что точная площадь работы заменяется трапецией $ab''cd$, у которой боковая сторона ab'' является



Фиг. 14. Приближенное решение при небольшой разнице давления $P_{II}—P_I$.

касательной к адиабате в начальной точке a. Ошибка составляет при $\frac{p_{II}}{p_I} = 1,17$ не более — 0,5%, при $\frac{p_{II}}{p_I} = 1,24$ не более — 1%.

Эти приближенные уравнения справедливы также для политропического сжатия, если соответственно показатель χ заменить соответствующим для политропы показателем n.

При частом пользовании составляются специальные графики кривых $\frac{H_{ad}}{T_I}$ и $\frac{\Delta t_{ad}}{T_I}$ в зависимости от отношения давлений $\frac{p_{II}}{p_I}$ (см. диаграмму на фиг. 343).

4. ПОТЕРИ И К. П. Д.

Полная работа насоса больше полезной работы, выражающейся высотой напора H, на величину потерь. Полезная мощность в *кгм/сек*, очевидно, равна γVH, или в *л. с.* $N_n = \frac{\gamma VH}{75}$ при всасывании V *м*^{3}*/сек* и подаче на высоту H в *м*.

Среди потерь в лопаточном насосе главную роль играют потери давления, которые возникают на пути между всасывающим и нагнетающим патрубками насоса вследствие трения, изменения сечения и изменения направления потока. Эти потери часто называют «гидравлическими потерями». Мы будем их называть «лопаточными потерями», так как они возникают преимущественно в рабочих и направляющих каналах, образованных лопатками. В то время, как потери давления в трубопроводах, присоединенных к насосу, уже отражены в высоте напора H, эти потери в лопатках, обозначаемые Z_h в *м*, не учитываются напором. Работа в *кгм*, передаваемая лопатками 1 *кг* воды или газа, т. е. чистая удельная работа лопаток равна $H_{th} = H + Z_h$. Вследствие того что H_{th} одновременно характеризует

высоту напора насоса без лопаточных потерь, то это значение получило название теоретического напора.

К лопаточным потерям Z_h относятся и те потери, которые не влияют или косвенно влияют на напор рабочего колеса. К ним в первую очередь относятся потери за счет неплотностей, которые возникают вследствие того, что между рабочим колесом и корпусом насоса должен быть некоторый зазор. При работе насоса часть газа или жидкости через этот зазор перетекает обратно в сторону всасывания. Потери за счет неплотностей возникают также в сальниках, а в некоторых конструкциях — в устройствах для компенсации осевого давления. Для покрытия общих потерь за счет неплотностей V_{sp} через рабочее колесо должно протекать больше жидкости, чем поступает в нагнетающий трубопровод.

Далее следует учитывать трение по наружной поверхности колеса, т. е. мощность N_r (в *л. с.*), которая расходуется на трение колеса (так называемые дисковые «потери») и определяется из уравнения (2. 87а). Наконец, следует учитывать обратный поток в пограничных слоях из выходного направляющего аппарата в рабочее колесо. Это возвратное движение обусловлено повышением давления за рабочим колесом в направлении потока и поэтому наблюдается в насосах (меньше в турбинах). Это движение обусловливает дополнительную потерю мощности N_a (в *л. с.*), которая при частичной нагрузке насоса имеет большое значение. В области нормальных нагрузок эта потеря может не учитываться. Потеря на возвратное движение не поддается аналитическому определению. (В лопаточных колесах с наклонной передней кромкой лопатки потеря на возвратное движение при частичных нагрузках возникает также на входной стороне колеса). Все названные выше потери являются внутренними потерями. Для них характерно, что энергия, расходуемая на эти потери, в виде тепла переходит в перемещаемую среду, что имеет особо важное значение при подаче газа. Суммирование потерь и полезной мощности дает (в *л. с.*) внутреннюю мощность насоса (в *л. с.*)

$$N_i = \frac{\gamma}{75}(V + V_{sp}) H_{th} + N_r + N_a. \qquad (1.24)$$

Соответствующая этой мощности N_i работа H_i, приходящаяся на 1 *кг* перемещаемой среды, называется удельной внутренней работой или внутренним напором и определяется следующей формулой:

$$H_i = \frac{75 N_i}{\gamma V} = \left(1 + \frac{V_{sp}}{V}\right) H_{th} + 75\,\frac{N_r + N_a}{\gamma V} = \qquad (1.25)$$

$$= H_{th} + Z_{sp} + Z_r + Z_a, \qquad (1.25а)$$

где

$$Z_{sp} \equiv \frac{V_{sp}}{V} H_{th}; \quad Z_r \equiv \frac{75 N_r}{\gamma V}; \quad Z_a \equiv \frac{75 N_a}{\gamma V}. \qquad (1.25б)$$

представляют собой потери работы вследствие потерь в зазоре, трения колеса, возвратного движения, отнесенные к 1 *кг* перемещаемой жидкости.

Наконец, следует иметь в виду так называемые внешние потери, которые в основном состоят из потерь на трение в подшипниках и сальниках насоса, трение муфт о воздух и т. п. Очевидно, тепло от этих потерь не передается перемещаемой жидкости (если не принимать во внимание, что часть теплоты трения сальников или подшипников может передаваться перемещаемой жидкости через корпус насоса). Обозначая эти потери мощности через N_m (в *л. с.*), получим общую мощность на валу насоса (в *л. с.*).

$$N = N_i + N_m = \frac{\gamma}{75}(V + V_{sp}) H_{th} + N_a + N_r + N_m. \qquad (1.26)$$

В соответствии с перечисленными потерями различают следующие к. п. д.:

1) **Гидравлический к. п. д.** (лопаточный к. п. д.), как отношение действительного напора к теоретическому напору

$$\eta_h = \frac{H}{H_{th}} = \frac{H}{H + Z_h}, \qquad (1.27)$$

который учитывает потери энергии давления Z_h в рабочем колесе и направляющем аппарате и в соединительных каналах, с всасывающим и нагнетательным отверстиями;

2) **Объемный к. п. д.**, как отношение действительного расхода V к потоку $V + V_{sp}$, протекающему через рабочее колесо

$$\eta_v = \frac{V}{V + V_{sp}} = \frac{1}{1 + \frac{V_{sp}}{V}}; \qquad (1.28)$$

3) **внутренний к. п. д.**, как отношение полезной мощности N_n к общей мощности N_i, передаваемой потоку жидкости. Последняя называется внутренней мощностью и отличается от мощности на валу N только отсутствием потерь на трение частей насоса N_m:

$$\eta_i = \frac{N_n}{N_i} = \frac{H}{H_i}. \qquad (1.29)$$

Внутренний к. п. д. учитывает внутренние потери, т. е. все те потери, которые переходят в тепло перемещаемой жидкости;

4) **механический к. п. д.**, как отношение внутренней мощности N_i к мощности на валу N

$$\eta_m = \frac{N_i}{N} = \frac{N - N_m}{N}. \qquad (1.30)$$

Он учитывает потери на трение в частях насоса;

5) **общий к. п. д.**, как отношение полезной мощности к мощности на валу насоса

$$\left.\begin{aligned} \eta &= \frac{N_n}{N} = \frac{\gamma V H}{\gamma (V + V_{sp}) H_{th} + (N_r + N_a + N_m) 75}; \\ \eta &= \frac{1}{\left(1 + \frac{V_{sp}}{V}\right)\frac{H_{th}}{H} + \frac{N_r + N_a + N_m}{N_n}}. \end{aligned}\right\} \qquad (1.31)$$

Согласно уравнениям (1. 29) и (1. 30) он равен также $\eta_i \cdot \eta_m$ и учитывает все потери.

Необходимые данные для расчета N_r и V_{sp} даны в разделах 15 и 15а. Потеря мощности N_m в значительной степени зависит от рода машины и составляет для мощностей на валу от 10 до 100 *л. с.* около 2%, для больших машин может быть снижена, приблизительно до 1%. Дополнительная потеря мощности имеет большое значение только при неполной нагрузке насоса.

Соотношение между η_h и η. Гидравлический к. п. д. η_h определяется по известному общему к. п. д. η путем вычитания потерь на неплотности и потерь на трение в рабочем колесе и подшипниках.

Потери на возвратное движение потока при этом можно не учитывать, так как они большей частью не имеют существенного значения на режимах работы насоса, соответствующих максимальному к. п. д.

Вводя

$$\zeta_{sp} \equiv \frac{V_{sp}}{V} = \frac{1}{\eta_v} - 1; \quad \zeta_r \equiv \frac{N_r}{N};$$

$$\zeta_m \equiv \frac{N_m}{N} = 1 - \eta_m \tag{1.32}$$

имеем

$$\frac{N_r + N_m}{N_n} = \frac{N_r + N_m}{\eta N} = \frac{1}{\eta}(\zeta_r + \zeta_m).$$

Подставляя полученные значения в уравнение (1. 31) и принимая $\eta_h = \frac{H}{H_{th}}$, получим

$$\eta_h = \frac{1 + \zeta_{sp}}{1 - (\zeta_r + \zeta_m)}\eta = \frac{1 + \zeta_{sp}}{\eta_m - \zeta_r}\eta \tag{1.33}$$

или

$$\eta = \eta_h \eta_v (\eta_m - \zeta_r). \tag{1.33a}$$

Из уравнения (1. 33) η_h получается меньше, чем путем простого прибавления коэффициентов потерь к η.

Численные значения общих к. п. д. для случаев перемещения воды и воздуха даны в разделе 30, для перемещения воздуха при высоких давлениях в разделе 110. Для случая сжатия воздуха при высоких соотношениях давлений степень охлаждения должна учитываться в к. п. д. в соответствии с нижеследующим разделом.

5. АДИАБАТИЧЕСКИЙ И ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ К. П. Д. КОМПРЕССОРА

Выведенные в предыдущем разделе к. п. д. η_i и η применимы для водяных насосов и неохлаждаемых компрессоров. Для охлаждаемых компрессоров необходимо было бы ввести в выражение напора H работу сжатия без потерь на 1 *кг*, т. е. значение h_{pol} в уравнениях (1. 18) или (1. 20) (в случае политропического сжатия). Однако при этом в к. п. д. не отражается степень охлаждения.

Для сравнения различных конструкций с учетом степени охлаждения исходят из определенного режима и выбирают либо адиабатическое, либо изотермическое сжатие.

Таким образом необходимо различать следующие два вида к. п. д.

1) **Общий адиабатический к. п. д.**,[1] который используется для неохлаждаемого компрессора

$$\eta_{ad-k} = \frac{G_s H}{75N}, \tag{1.34}$$

где секундный расход в напорном трубопроводе составляет $G_s = \gamma V$ (*кг/сек*).

Подставляя из уравнения (1. 1) и учитывая, что для компрессоров $y = 0$ получим

$$H = h_{ad} + \frac{c_{II}^2 - c_I^2}{2g}. \tag{1.34a}$$

Этот к. п. д. для неохлаждаемого компрессора идентичен с общим к. п. д., приведенном в разделе 4.

2) **Общий изотермический к. п. д.**[1], который используется в основном для охлаждаемого компрессора

$$\eta_{is-k} = \frac{G_s H_{is}}{75N}, \tag{1.35}$$

где

$$H_{is} \quad h_{is} + \frac{c_{II}^2 - c_I^2}{2g}. \tag{1.35a}$$

Значение h_{is} берется из уравнения (1. 17). В уравнениях (1. 34а) и (1. 35а) членом, содержащим скорость пренебрегают.

Соответствующие внутренние к. п. д. η_{ad-i} и η_{is-l} можно получить из уравнений (1. 34) и (1. 35), если в них заменить N на $N_l = N\eta_m$ или путем деления общего к. п. д. на η_m.

У одинаковых компрессоров, естественно, всегда $\eta_{is} < \eta_{ad}$. Иногда рассматривается также изотермический к. п. д. адиабатического сжатия без потерь, т. е. $\eta_{is} = \frac{h_{is}}{h_{ad}}$. Обратные значения этого коэффициента содержатся в табл. 2.

На степень охлаждения влияет температура охлаждающей воды. Если существует разница между температурой воды на входе в компрессор и температурой газа, то для правильной оценки работы компрессора она должна учитываться при выборе T_1 для определения H_{is} в уравнении (1. 35).

Уравнения (1. 34) и (1. 35) могут служить для расчета потребной мощности N_1, если известны опытные значения η (т. е. η_{ad-k} или η_{is-k}) (см. раздел 110).

---

[1] Эти обозначения взяты из стандарта на компрессора ДИН, 1945 Берлин.

6. ДЕЙСТВИТЕЛЬНЫЙ ПРОЦЕСС СЖАТИЯ ПРИ ОТСУТСТВИИ ОХЛАЖДЕНИЯ ПОЛИТРОПИЧЕСКИЙ К. П. Д.

Если рассматриваемый процесс происходит без подвода и без отдачи тепла во внешнюю среду, а охлаждением внешней поверхности корпуса компрессора можно пренебречь, то в уравнении (1. 10) можно принять $q = 0$, следовательно, внутренняя энергия давления для идеальных газов равна

$$h_i = 427 c_p (t_{II} - t_I) \tag{1.36}$$

или в общем случае, т. е. и для паров

$$h_i = 427 (i_{II} - i_I). \tag{1.36a}$$

Отсюда внутренний к. п. д., если $c_I = c_{II}$, равен

$$\eta_i = \frac{H}{H_i} = \frac{h_{ad}}{h_i} = \frac{t'_{II} - t_I}{t_{II} - t_I}. \tag{1.37}$$

Согласно уравнению (1. 15а)

$$\eta_i = \frac{\left(\frac{p_{II}}{p_I}\right)^{\frac{\chi - 1}{\chi}} - 1}{\frac{T_{II}}{T_I} - 1} \tag{1.37a}$$

или

$$\eta_i = \frac{i'_{II} - i_I}{i_{II} - i_I}. \tag{1.37б}$$

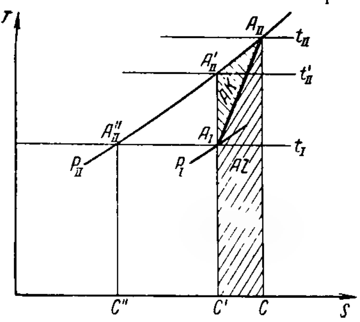
В случае сжатия газов приближающихся (в рассматриваемом диапазоне параметров) к идеальным, например, воздуха, к. п. д. неохлаждаемого компрессора можно определить из уравнения (1. 37) путем простого измерения повышения температуры газа $t_{II} - t_I$ после выхода из компрессора по сравнению с его температурой на входе в компрессор. Адиабатическое повышение температуры $t'_{II} - t'_I$ определяется из уравнения (1. 15*a*), при данном отношении давлений p_{II}/p_I из таблиц энтропии, в случае, если не используются уравнения (1. 37а) или (1. 37б).

Для паров теплосодержание i получают по диаграмме $i - S$, для чего с помощью измеренных температур и давления определяют начальное и конечное состояния рабочего тела. Это, конечно, практически осуществимо только в случае перегретого пара. Такой способ дает достаточно точные результаты, несмотря на то, что в этом случае пренебрегают охлаждением внешней поверхности корпуса компрессора.

Подобный способ определения к. п. д. можно применять для водяных насосов, несмотря на несжимаемость жидкостей. Однако, здесь он не дает достаточно точных результатов, ввиду более низких значений напора, большей удельной теплоемкости и, следовательно,

значительно меньшего измеряемого прироста температуры $t_{II} - t_I$, чем у компрессора [5], [6].

Вследствие нагрева газа в процессе сжатия в неохлаждаемом компрессоре, процесс сжатия проходит не по адиабате, а по кривой состояния $A_I A_{II}$, которая в диаграмме (фиг. 15) отклоняется вправо от адиабаты $A_I A_{II}$, потому что теплота трения AZ должна представляться в виде извне подведенного тепла, т. е. в виде заштрихованной площади под кривой $A_I A_{II}$ (фиг. 15). Общее увеличение работы против адиабатического сжатия выражается по уравнению (1. 36) площадью



Фиг. 15. Диаграмма $T—S$ процесса сжатия для неохлаждаемого компрессора, работающего с трением.

Фиг. 16. $P—v$-диаграмма процесса в неохлаждаемом, но работающем с трением компрессоре:
1 — адиабата.

под линией $A'_{II} A_{II}$. Она складывается из теплоты трения, соответствующей площади $A_I A_{II} C C' = AZ$, и увеличения работы AK на чистое сжатие, т. е. площади $A_I A'_{II} A_{II}$, которое является следствием нагрева газа теплотой потерь работы. Этот подвод тепла действует, естественно, противоположно охлаждению, рассмотренному в разделе 3а. Полная работа сжатия выражается, следовательно, трапецией $A_{II} A_{II} C'' C$ независимо от того, как протекает процесс сжатия, т. е. по политропе, в этом случае показатель n политропы должен быть больше, чем χ (его можно определить по фиг. 343) или по любой другой кривой. По диаграмме $P - v$ можно определить только дополнительную работу K на чистое сжатие (фиг. 16), но не долю Z (теплота трения). Важно отметить, что в компрессоре общие потери работы всегда больше, чем собственно потеря на трение, в то время как в турбине потеря работы всегда меньше, чем потеря на трение вследствие использования части теплоты трения при последующем расширении. Отсюда можно сделать вывод о том, что к. п. д. компрессора тем меньше, чем выше сжатие. Это положение особенно важно для многоступенчатых компрессоров, как будет показано в разделе 110.

Политропический к. п. д. Зависимость увеличения работы сжатия K от степени сжатия делает адиабатический к. п. д. неприемле-

мым как сравнительный параметр для качественной оценки лопаток различных компрессоров. Сравнение характеристик насосов для несжимаемых жидкостей также затруднено. Однако можно, очевидно, создать подобную характеристику, если увеличение работы K прибавить к полезной работе. Однако, создание такой характеристики оправдано только для сравнения качества лопаточных устройств, независимо от величины изменения плотности и тогда получаются такие же значения, какие могли бы быть достигнуты у несжимаемой жидкости.

В этом случае в уравнение (1. 34а) вместо h_{ad} следует подставить политропическую энергию давления h_{pol} из уравнения (1. 18). Тогда принимая $c_{\rm I} \approx c_{\rm II}$, получим политропическую высоту напора $H_{pol} = h_{pol}$:

$$H_{pol} = \frac{n}{n-1} RT_{\rm I} \left[\left(\frac{p_{\rm II}}{p_{\rm I}} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \frac{n}{n-1} R (T_{\rm II} - T_{\rm I}).$$

Политропический к. п. д., следовательно, будет равняться

$$(\eta_i)_{pol} = \frac{H_{pol}}{H_i}$$

или, поскольку $H_i = 427c_p (T_{\rm II} - T_{\rm I},)$ где $427c_p = \frac{\chi}{\chi-1} R$

$$(\eta_i)_{pol} = \frac{n}{n-1} \cdot \frac{\chi - 1}{\chi}. \qquad (1.38)$$

Показатель степени n можно определить по измеренным температурам, так как

$$\frac{T_{\rm II}}{T_{\rm I}} = \left(\frac{p_{\rm II}}{p_{\rm I}} \right)^{\frac{n-1}{n}}$$

откуда

$$\frac{n-1}{n} = \frac{\lg \left(\frac{T_{\rm II}}{T_{\rm I}} \right)}{\lg \left(\frac{p_{\rm II}}{p_{\rm I}} \right)}.$$

Подставляя это значение в уравнение (1. 38), окончательно получим

$$(\eta_i)_{pol} = \frac{\chi - 1}{\chi} \cdot \frac{\lg \left(\frac{p_{\rm II}}{p_{\rm I}} \right)}{\lg \left(\frac{T_{\rm II}}{T_{\rm I}} \right)}. \qquad (1.39)$$

Для компрессора значение этого коэффициента больше внутреннего адиабатического к. п. д. (уравнение 1. 37). Для турбин следует брать обратное значение политропического к. п. д. по уравнению (1. 39), что меньше соответствующего η_i.

Следует далее заметить, что уравнение (1. 39) в приведенном выше виде применимо только для идеальных газов; для паров оно непригодно.

При дальнейшем рассмотрении компрессоров и газовых турбин мы не будем применять понятие политропического к. п. д. Однако он часто упоминается в литературе, как средство сравнения качества неохлаждаемых машин с различной энергией давления. Необходимо отметить, что это сравнение является приближенным, так как неполностью учитывается влияние изменения плотности на картину течения.

В многоступенчатых неохлаждаемых машинах, как в компрессорах, так и в турбинах, дополнительная работа сжатия вследствие нагрева газа от трения оказывает влияние на распределение общей работы по отдельным ступеням, о чем будет сказано в дальнейшем (см. раздел 110). Приведенный там коэффициент μ для компрессора равен отношению политропического к. п. д. к внутреннему к. п. д. ($\eta_{pol} : \eta_i$).

ГЛАВА II

ОСНОВЫ ГИДРОМЕХАНИКИ

Приступая к рассмотрению насосов, необходимо сначала вспомнить соответствующие положения гидромеханики.

Будем считать рассматриваемое нами течение жидкости установившимся, т. е. в каждой точке пространства давление и скорость не меняются. Тогда, траектории отдельных частиц, т. е. линии тока не изменяются, а объем жидкости, протекающей в единицу времени через любое сечение F, остается постоянным, т. е. $V = Fc = \mathrm{const}$. Здесь c — среднее значение скорости в сечении F (уравнение неразрывности). Далее, пусть границы потока не подвергаются каким-либо ускорениям; в частности их можно рассматривать как неподвижные.

7. УРАВНЕНИЕ БЕРНУЛЛИ ДЛЯ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

Каждая частица в данном потоке обладает определенным количеством энергии, состоящим из следующих частей (если предположить, что трение отсутствует):

а) **Энергия положения.** Эта энергия зависит от собственного веса рассматриваемой частицы. Если выбрать произвольно какую-либо горизонтальную нулевую плоскость, то 1 *кг* жидкости, находящейся на высоте z над этой плоскостью, будет обладать по отношению к ней способностью произвести работу, равную z *кгм/кг* или *м*.

б) **Энергия давления.** Также и давление потока способно производить работу, если его выразить в виде приращения давления по отношению к некоторому исходному давлению. В этом случае работа, приходящаяся на 1 *кг* жидкости, согласно разделам 2 и 3, является работой давления без потерь или энергией давления.

в) **Энергия движения.** За счет своей скорости рассматриваемая частица при отклонении траектории в вертикальном направлении может увеличить расстояние от исходной плоскости на величину $c^2/2g$. Величину кинетической энергии называют скоростным напором.

Полная энергия, приходящаяся на 1 *кг* жидкости или газа, следовательно, составит

$$E = z + h_p + \frac{c^2}{2g}.$$

Так как трение отсутствует, то рассматриваемая частица сохраняет свою энергию на всем пути. Вследствие стационарного характера потока это положение справедливо для всех частиц, расположенных на той же линии тока. Примем еще дополнительное условие, что при входе в рассматриваемый канал все частицы обладают одинаковым запасом энергии. Это условие точно соответствует безвихревому потоку (потенциальному потоку), что следует принять без доказательства. Тогда для всего потока получим

$$z + h_p + \frac{c^2}{2g} = \text{const}. \tag{2. 1}$$

Это уравнение выражает закон Бернулли, согласно которому в стационарном потоке жидкости или газа без трения сумма энергии положения (геодезической высоты), энергии давления и энергии движения (скоростного напора) остается постоянной; причем значение этой постоянной остается одно и то же для любой точки потока. Обозначая соответствующие величины новой точки потока индексом I, перепишем уравнение (2. 1) в следующем виде

$$z + h_p + \frac{c^2}{2g} = z_I + h_{pI} + \frac{c_I^2}{2g}. \tag{2. 2}$$

Если поток параллелен горизонтальной плоскости, то z остается неизменным и уравнение (2. 2) для этого случая примет вид:

$$h_p + \frac{c^2}{2g} = h_{pI} + \frac{c_I^2}{2g}. \tag{2. 3}$$

Любому уменьшению энергии давления h_p соответствует приращение скоростного напора $c^2/2g$, и наоборот. Следовательно, скорость должна быть больше в местах более низкого давления, чем в местах более высокого давления.

Для жидкостей значение h_p определяется из уравнения (1. 6). Принимая начальное давление равным нулю, а давление рассматриваемой частицы P в *кг/м*², получим $h_p = P/\gamma$. Следовательно для общего случая уравнение Бернулли принимает вид:

$$z + \frac{P}{\gamma} + \frac{c^2}{2g} = z_I + \frac{P_I}{\gamma} + \frac{c_I^2}{2g}, \tag{2. 2a}$$

а для случая горизонтального потока, согласно уравнению (2. 2)

$$\frac{P}{\gamma} + \frac{c^2}{2g} = \frac{P_I}{\gamma} + \frac{c_I^2}{2g}. \tag{2. 3a}$$

Для газов (в некоторых специальных случаях, рассмотренных в разделе 3) h_p равняется только энергии давлении $\int dP/\gamma = \int dP v$, следовательно, при отсутствии охлаждения равна h_{ad} и определяется

по уравнениям (1. 12), (1. 13), (1. 14) или (1. 22). Величиной z в данном случае, как правило, можно пренебречь, после чего имеем

$$h_{ad} + \frac{c_2}{2g} = h_{adI} + \frac{c_I^2}{2g}. \tag{2. 3б}$$

Для полностью охлаждаемого потока, вместо h_{ad} следует, конечно, брать h_{is}.

Адиабатический перепад давления [1] можно отнести к нулевому давлению, где $h_{ad} = \chi/(\chi - 1)\ Pv = \chi/(\chi - 1)\ RT$, и для идеальных газов написать

$$\frac{\chi}{\chi - 1} RT + \frac{c^2}{2g} = \frac{\chi}{\chi - 1} RT_I + \frac{c_I^2}{2g}. \tag{2. 3в}$$

Для воздуха $\chi/(\chi - 1)\ R = c_p/A \approx 103$. Вводя скорость звука a по уравнению (2. 54), получим

$$\frac{a^2}{\chi - 1} + \frac{c^2}{2} = \frac{a_I^2}{\chi - 1} + \frac{c_I^2}{2} = \frac{a_g^2}{\chi - 1}. \tag{2. 4}$$

Последнее уравнение особенно пригодно для случаев больших скоростей газа. Здесь a_g означает скорость звука в газе при замедлении его скорости до $c = 0$.

Учет трения в жидкостях. В этом случае в левой части уравнения (2. 2а) или (2. 3а) следует ввести потерю на трение h_r. Поток реальной жидкости (с трением) вследствие падения скорости у стенок канала теряет свойства течения с одинаковым запасом энергии отдельных частиц. По уравнению Бернулли можно определить только средние условия для отдельных сечений канала.

Поток газов с трением без охлаждения. В этом случае в уравнении (2. 3б) вместо адиабатической энергии давления следует подставить теплосодержание и в связи с этим единицы измерения *кгм/кг* заменить на *ккал/кг*. Это позволяет включить потерю работы с трением в теплосодержание, потому что работа трения передается потоку в виде теплоты. Для неохлаждаемых потоков с трением, пренебрегая значением z, будем иметь

$$i + A\frac{c^2}{2g} = i_I + A\frac{c_I^2}{2g} \tag{2. 5}$$

Подставляя $2g/A = 2g \cdot 427 = 8380$ и снова принимая для теплоемкости ее среднее значение, получим

$$\frac{c^2 - c_I^2}{8380} = i_I - i \tag{2. 5а}$$

[1] Для случая расширения от состояния p_I, T_I до давления p_{II} адиабатический перепад равняется $h_{ad} = \chi\ (\chi - 1)\ P_I v_I\ [1 - (p_{II}/p_I)^{(\chi-1)\chi}]$, откуда получается приведенное выше выражение при $p_{II} = 0$, $T_I = T$.

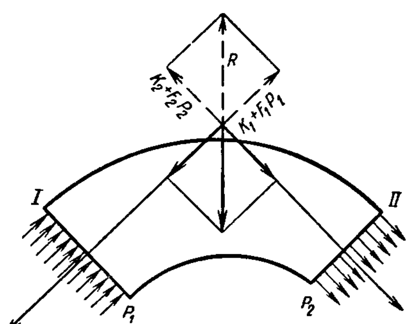
Другими словами: приращение кинетической энергии равно падению теплосодержания, независимо от наличия трения. Для идеальных газов используется соотношение $i_I - i = c_p (t_I - t)$ или $i/A = \frac{\chi}{\chi - 1} RT$, как уже было сделано в уравнении (2. 3в).

8. ЗАКОН КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ

По общему уравнению количества движения мгновенное изменение количества движения (импульса) равняется силе K, действующей на данную массу, т. е. $K = \frac{dI}{dt}$, где количество движения I равняется произведению массы m на скорость c. Если массу принять постоянной, то получим известный закон, что сила равна произведению массы на ускорение. При постоянной скорости c сила будет зависеть только от изменения массы во времени

$$K = c\frac{dm}{dt}. \qquad (2.6)$$

Применим полученное уравнение к потоку, который должен быть установившимся вследствие постоянства скорости c. Для данного случая выражение $\frac{dm}{dt}$ определяет секундную массу потока, протекающую через граничные сечения рассматриваемого участка, следовательно для данного сечения, согласно прежним обозначениям, $(\gamma/g)\ /V$. Например, действие сил в любом канале можно определить (фиг. 17), если его ограничить так называемыми «контрольными» поверхностями и учитывать все входящие и выходящие линии токов. Эти «контрольные» поверхности пересекают течение площадью F_I в сечении I и площадью F_2 в сечении II, а в остальной части совпадают с наружными стенками канала. Тогда на одну секунду количество движения в сечении I составит



Фиг. 17. Силы, действующие на канал при стационарном течении.

$$K_1 = \frac{\gamma}{g} Vc_1 = \frac{\gamma}{g} F_1 c_1^2,$$

которое действует как сила на площадь F_I, по направлению течения [1], поскольку здесь речь идет об уменьшении количества движения. В сечении II возникает секундный импульс

$$K_2 = \frac{\gamma}{g} Vc_2 = \frac{\gamma}{g} F_2 c_2^2,$$

[1] Процесс становится более понятным, если представить себе в сечении I уменьшение скорости до нуля, а в сечении II — увеличение ее от нуля до действительной величины.

который можно представить как силу, действующую навстречу течению. На других участках «контрольных» поверхностей нет и на них не возникает и не исчезает какого-либо количества движения. Эти «контрольные» поверхности имеют значение только из-за действующих там сил давления жидкости. Мы их учитываем тем, что избыточное давление над давлением окружающей среды принимаем за давление жидкости P_1 и P_2, действующие в сечениях F_1 и F_2. Суммируя силы $K_1 + P_1F_1$ и $K_2 + P_2F_2$ (на фиг. 17 показаны пунктиром), получим результирующую силу R, приложенную к рассматриваемому участку канала.

Если желательно получить не внешнюю силу, действующую на массу, а силу реакции самой жидкости, то достаточно только изменить знаки всех сил, как указано сплошными линиями на фиг. 17. Важно учесть давление жидкости P (так же, как и силы трения) по всей контрольной поверхности. Если контрольная поверхность пересекает стенку, то необходимо учесть напряжения, возникающие в сечении.

Так как вывод не зависит от процессов, происходящих внутри канала, в особенности от действующих внутри установившихся сил, то силы трения, действующие внутри объема, ограниченного контрольными поверхностями, не играют роли в приведенном выше рассуждении. Таким образом, закон количества движения применим без ограничений и для вязких жидкостей. Но, конечно, силы трения, появляющиеся на контрольных плоскостях (силы сдвига), должны учитываться аналогично давлению жидкости (нормальные силы). Особо необходимо принять в расчет собственный вес. Вследствие широкого значения закона количества движения, рассмотрим некоторые примеры.

8а. ПРИМЕНЕНИЕ ЗАКОНА КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ

а) **Ракета.** Для выбранной контрольной плоскости импульс ракеты выразится:

$$K = \frac{\gamma}{g} Vw = \frac{\gamma}{g} fw^2 = 2fg. \qquad (2.6a)$$

где w — скорость истечения относительно ракеты;

f — сечение струи и

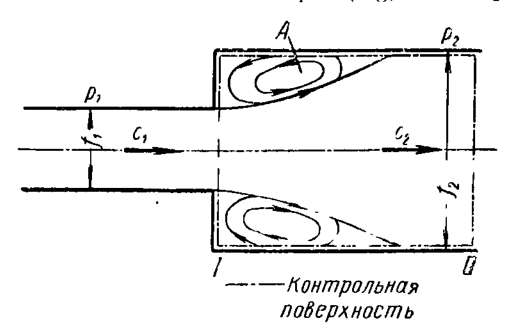
q — $\gamma w^2/2g$ — давление торможения, соответствующее скорости w.

Следовательно, движущая сила (тяга) ракеты соответствует удвоенному давлению, отнесенному к сечению струи или для жидкостей — удвоенному давлению в сопле.

б) **Внезапное расширение сечения (потеря Борда-Карно).** Струя, вытекающая из узкого канала в более широкий, не может сразу же следовать контуру переходного сечения, поэтому в месте истечения струи образуется мертвое пространство, заполненное вихрем (фиг. 18). Определим потерю давления в канале, обусловленную этим явлением.

Можно принять, что в сечении I, непосредственно вслед за резким изменением сечения, давление устанавливается повсюду одинаковое,

равное давлению P_1 в подводящем канале. Выбирая контрольную плоскость (на фиг. 18 показана штрих-пунктирной линией) и обозначая величины, характеризующие течение жидкости в подводящем и отводящем каналах, соответственно индексами 1 и 2, найдем количество движения на входе и выходе $K_1 = (\gamma/g)\, Vc_1$ и $K_2 = (\gamma/g)\, Vc_2$.



Фиг. 18. Внезапное расширение канала (потери Карно).

При этом считаем, что удельный вес жидкости γ остается постоянным. По условию равновесия для осевого движения имеем

$$K_1 + P_1 f_2 = K_2 + P_2 f_2.$$

Следовательно, приращение давления между сечениями I и II составит

$$P_2 - P_1 = \frac{K_1 - K_2}{f_2} = \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{V}{f_2} \cdot (c_1 - c_2)$$

или, учитывая, что $V/f_2 = c_2$, и выражая давление в метрах столба жидкости (вместо $кг/м^2$):

$$\frac{P_2 - P_1}{\gamma} = h_2 - h_1 = \frac{c_2}{g}(c_1 - c_2).$$

При замедлении течения без потерь повышение давления выразилось бы по уравнению Бернулли

$$(h_2 - h_1)_{th} = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2g} \tag{2.7}$$

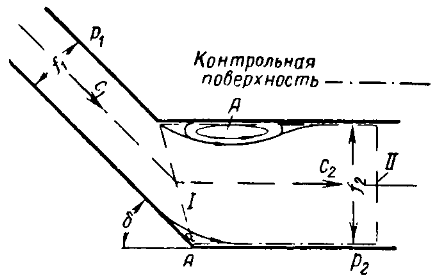
следовательно, потеря давления составляет

$$h_v = (h_2 - h_1)_{th} - (h_2 - h_1) = \frac{c_1^2 - c_2^2 - 2c_2c_1 + 2c_2^2}{2g}$$

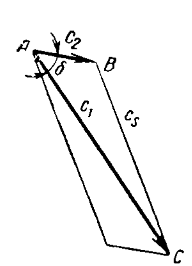
или

$$h_v = \frac{(c_1 - c_2)^2}{2g}, \tag{2.8}$$

Следует заметить, что трение о стенки канала этим уравнением не учитывается, хотя в данном случае его следовало бы принять во внимание, так как место возникновения трения охватывается контрольной плоскостью. Несмотря на то, что предположение о равномерности давления по всему сечению f подводящего канала и в рассматриваемом сечении I не совсем верно, полученное уравнение (2. 8) при расширениях хорошо подтверждается экспериментально. С уменьшением разности $c_1 - c_2$, вследствие квадратичной зависимости h_v очень быстро приближается к нулю. Поэтому слабые скачкообразные изменения сечения вызывают меньшие потери, чем соответствующее



Фиг. 19. Течение в колене.



Фиг. 20. Определение ударной составляющей скорости c_s в колене, изображенном на фиг. 19.

плавное расширение, тогда как большие резкие изменения сечения значительно более неблагоприятны.

Для выравнивания скоростей по сечению потока при больших изменениях сечения канала, необходима длина трубы, равная восьмикратному ее диаметру [9].

При обратном явлении, т. е. в случае внезапного сужения, решающее значение имеют главным образом потери с поджатием потока при обтекании острых кромок у входа в сужающийся канал и, следовательно, рассмотрение процесса должно быть произведено с принципиально других позиций [10].

в) **Внезапное расширение сечения и изменение направления потока (колено).** Этот случай можно рассматривать аналогичным образом как предыдущий, если снова принять, что давление в переходном сечении I во всех точках равно давлению в подводящем канале.

Принимая контрольную плоскость, как обозначено пунктиром на фиг. 19, получим количество движения $K_1 = (\gamma/g)\,Vc_1$ и $K_2 = (\gamma/g)\,Vc_2$; эти силы действуют под углом δ колена. Условие равновесия в горизонтальном направлении дает

$$K_1 \cos\delta + P_1 f_2 = K_2 + P_2 f_2$$

следовательно, поскольку и в этом случае $V/f_2 = c_2$, имеем

$$\frac{P_2 - P_1}{\gamma} = h_2 - h_1 = \frac{c_2}{g}(c_1 \cos\delta - c_2).$$

Отсюда, сочетая с уравнением (2. 7), находим потерю напора

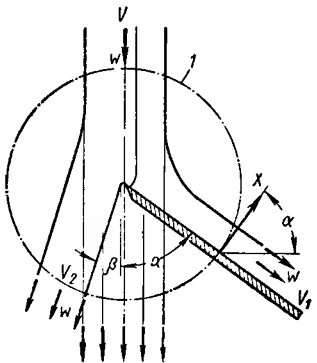
$$h_v = (h_2 - h_1)_{th} - (h_2 - h_1) = \frac{1}{2g}\left(c_1^2 + c_2^2 - 2c_1c_2\cos\delta\right).$$

По закону косинусов выражение в скобках является квадратом третьей стороны c_s треугольника ABC (фиг. 20), две другие стороны которого образованы скоростями c_1 и c_2, т. е. представляет некоторую векторную разность $\bar{c}_1 - \bar{c}_2$, которую можно также рассматривать как ударную составляющую. Таким образом

$$h_v = \frac{c_s^2}{2g} = \frac{(\bar{c}_1 - \bar{c}_2)^2}{2g}. \qquad (2.\ 9)$$

Практикой установлено, что действительные потери в колене несколько меньше, потому что за переходным сечением I возникают вихревые зоны A (фиг. 19), определяющие более или менее плавное отклонение потока, не говоря уже о том, что распределение давления по этому сечению не полностью соответствует принятой схеме. Поэтому в уравнение (2. 9) вводится эмпирический коэффициент φ

$$h_v = \varphi\frac{c_s^2}{2g} = \varphi\frac{(\bar{c}_1 - \bar{c}_2)^2}{2g}, \qquad (2.\ 9а)$$



Фиг. 21. Рассеченная плоская струя:

1 — контрольная поверхность.

где для случаев расширения $\varphi = 0{,}6 \div 1{,}0$. Для случая сужения значение φ меньше.

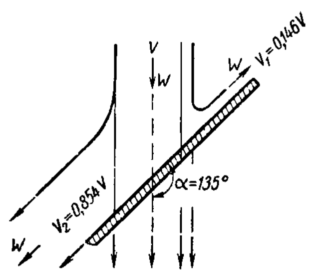
Потеря Карно [уравнение (2. 8)] является частным случаем уравнения (2. 9) при $\delta = 0$. Эти виды потерь более подробно рассмотрены в разделе 13.

г) **Рассеченная плоская струя.** При рассекании свободной струи перегородкой (фиг. 21), когда лопатка попадает под удар струи, неотсеченная часть струи под воздействием отклоняющего давления также изменит свое направление на угол β, который определяется при условии, что струя плоская, т. е. направляется двумя параллельными плоскостями.

Выбранная контрольная поверхность, показанная пунктирной линией, пересекает перегородку, поэтому необходимо учесть силы, заменяющие напряжения, которые возникают в плоскости сечения. Подобный ход рассуждения принят в целях обобщения рассматриваемого явления, хотя, как будет показано в дальнейшем, пересечения перегородки и контрольной поверхности можно было бы избежать. Если принять условие, что трение струи о перегородку отсутствует, то можно утверждать, что неизвестные результирующие силы на верхней поверхности перегородки направлены перпендикулярно к этой поверхности. Поскольку пересечения струи с контрольной

поверхностью находятся на достаточном удалении от перегородки, то считают, что скорость струй, несмотря на изменение направления, все время остается постоянной и равной w.

Обозначая отсеченный поток через V_1 остальную часть потока — через $V_2 = V - V_1$, угол наклона перегородки относительно направления первоначальной нерассеченной струи через α, напишем условия равновесия для направления по оси первоначальной струи и перпендикулярно к ней:



Фиг. 22. Струя, отклоненная наклонной плоскостью.

$$\frac{\gamma}{g} Vw = \frac{\gamma}{g} V_1 w \cos\alpha + \frac{\gamma}{g} V_2 w \cos\beta + + X\sin\alpha;$$

$$X\cos\alpha = \frac{\gamma}{g} V_1 w \sin\alpha - \frac{\gamma}{g} V_2 w \sin\beta.$$

После исключения X и некоторого преобразования, получим уравнение

$$\cos(\alpha + \beta) = \cos\alpha - \frac{V_1}{V_2}(1 - \cos\alpha), \quad (2.10)$$

откуда определяется искомый угол α. Это уравнение можно составить непосредственно, если написать уравнение для количества движения по направлению перегородки. В этом случае исключается пересекание перегородки, т. е. контрольные поверхности проходят вокруг кромки вдоль поверхности перегородки.

Для пояснения полученных результатов следует рассмотреть несколько частных случаев:

1) $\alpha = 90°$, т. е. струя направлена перпендикулярно к верхней поверхности перегородки

$$\sin\beta = \frac{V_1}{V_2} = \frac{V_1}{V - V_1}. \quad (2.10a)$$

Если, например, $V_1 = V/5$, то $\sin\beta = {}^1/_4$ и соответственно $\beta \approx 15°$.

Если же $V_1 = V_2 = V/2$, то $\sin\beta = 1$; следовательно $\beta = 90°$. В данном случае струя ведет себя точно так же, как если бы она на всем своем сечении встречалась с перпендикулярной ей плоскостью. Подобный случай может иметь место и при отклонении струи, если ввести условие, что:

2) $\alpha + \beta = 180°$. Тогда уравнение (2.10) при $V_2 = V - V_1$ дает

$$\frac{V_1}{V} = \frac{1}{2}(1 + \cos\alpha). \quad (2.10б)$$

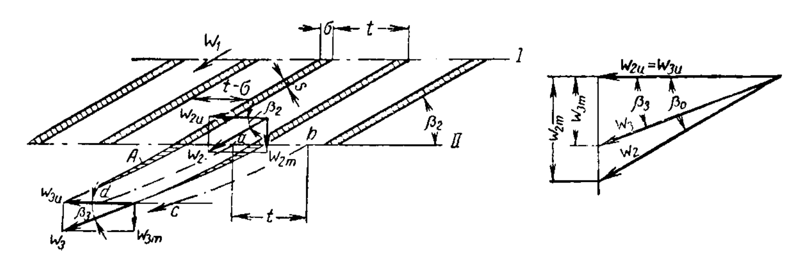
При $\alpha = 45°$ имеем $V_1 = 0{,}854\ V$; $\alpha = 20°$, $V_1 = \frac{V}{2}$; $\alpha = 135°$, $V_1 = 0{,}146V$.

Чтобы вынудить отклонение на угол $\alpha + \beta = 180°$ (на фиг. 22 изображено при $\alpha = 135°$), требуется отсечь тем меньшую часть струи, чем больше делается угол α.

Из изложенного выше нельзя сделать вывода о положении кромки перегородки. Можно, однако, сказать, что критическая точка находится не на кромке, а где-нибудь на поверхности перегородки так, чтобы перегородка могла воспринимать силы импульсов отсеченной струи V_2. Таким образом, перегородка должна глубже проникать в струю, чем это соответствует отклоненному потоку.

Отсюда следует, что лопатка, например, лопаточного насоса, обтекаемая «ударной» струей, всегда вызывает отклонение в обратном направлении.

д) **Поток за лопаточной решеткой.** Пусть прямолинейная решетка с лопатками, установленными под углом β_2 (фиг. 23) обтекается таким



Фиг. 23. Отклонение потока за решеткой лопаток.

образом, что в отдельных межлопаточных каналах непосредственно перед выходом потока из решетки устанавливается однородное параллельное течение. На выходе из решетки влияние толщины конца каждой лопатки внезапно прекращается, т. е. ширина отдельных струй после решетки, измеренная по направлению решетки, равна полному шагу лопаток t, а в самой решетке только $t - \sigma$. Возникающие в конце лопаток мертвые пространства A исчезают на некотором расстоянии от решетки. Следовательно, в результате прекращения влияния толщины лопаток происходит изменение скорости от w_2 до w_3, которое определяется в предположении, что в конечном счете поток выравнивается.

Разложим обе скорости w_2 и w_3 на составляющие, параллельно решетке w_{2u} и w_{3u} и перпендикулярно к ней w_{2m} и w_{3m}, тогда из условий неразрывности получим зависимость между скоростями w_{2m} и w_{3m}, так как сечения, соответствующие этим скоростям, относятся друг к другу, как $(t - \sigma)$ к t, следовательно: $w_{3m} = w_{2m}\frac{t - \sigma}{t}$

Для определения зависимости между скоростями w_{3u} и w_{2u} выберем контрольные поверхности таким образом, чтобы, с одной стороны, поверхность проходила по двум линиям тока ad и bc, удаленными друг от друга на шаг лопаток, и, с другой стороны, непосредственно позади решетки или параллельно ей на достаточном расстоянии по направлению потока, чтобы можно было принять поток выравненным. Вдоль боковых поверхностей ad и bc в пространстве, ограниченном выбранной контрольной поверхностью, силы давления равны, но

направлены в противоположные стороны, следовательно, они взаимно уничтожаются (если пренебречь моментом от пары сил, который нас интересовать не может).

Вдоль сторон ab и cd контрольной поверхности действуют силы, равные: вдоль ab — $K_2 = (\gamma/g)\,\Delta V w_2$ *, вдоль dc — $K_3 = (\gamma/g)\,\Delta V w_3$, поскольку ΔV есть часть потока, приходящаяся на межлопаточное пространство. Скорость w_2 и тем самым также K_2 наклонены под углом лопатки β_2; w_3 и следовательно K_3 наклонены под неизвестным углом β_3. Так как силы давления взаимно уничтожаются, то из условия равновесия сил в направлении решетки следует:

$$K_2 \cos\beta_2 = K_3 \cos\beta_3$$

следовательно $w_2 \cos\beta_2 = w_3 \cos\beta_3$ или $w_{2u} = w_{3u}$.

Окружная составляющая w_u остается неизменной, тогда как перпендикулярная к ней составляющая w_m изменяется согласно приведенному выше уравнению. Отсюда следует показанная на фиг. 23 простая геометрическая зависимость между w_2 и w_3 и важный вывод: за лопаточной решеткой, вследствие прекращения влияния конечной толщины лопаток, поток отклоняется с уменьшением угла траектории относительно направления решетки, так как окружная составляющая скорости остается неизменной.

е) **Смешивание потоков.** Если поток постоянного сечения имеет вначале неравномерное распределение скоростей, то постепенно происходит выравнивание до некоторой средней скорости c. Перемешивание внутри потока происходит по законам неупругого удара, следовательно, с потерей энергии. Однако в этом случае имеет место повышение статического давления, которое должно учитываться во многих практически важных случаях, в особенности при выборе мест измерения давления. Оно определяется следующим образом.

Контрольные плоскости располагаем в начальном сечении I, в сечении II, в котором скорость выравнена и равна c, а в остальном — вдоль стенок канала между этими двумя сечениями. Количество движения для элемента входного сечения равно $(\gamma/g)\,df c^2$, следовательно, для всего входного сечения I $K_1 = (\gamma/g)\int c^2 df$. Количество движения в выходном сечении равняется $K_2 = (\gamma/g)\,f\bar{c}^2$. Давление по всему входному сечению I, несмотря на неравномерное распределение скоростей, можно принять одинаковым, благодаря параллельности потока. Равновесие сил для этого случая запишется, если пренебречь трением о стенки канала $K_1 + P_1 f = K_2 + P_2 f$ или, подставляя значения сил K_1 и K_2: $P_2 - P_1 = \frac{\gamma}{g}\left(\frac{\int c^2 df}{f} - \bar{c}^2\right)$. Подставив вместо квадрата скорости скоростной напор $q = \gamma c^2/2g$ получим:

$$P_2 - P_1 = 2\left(\frac{\int q\,df}{f} - \bar{q}\right).$$

* Здесь, точнее говоря, предполагается бесконечно малый шаг лопаток t, иначе возникает возможность изменения направления потока еще до достижения контрольной поверхности.

Первый член в скобках всегда больше второго, так как среднее квадратичное значение больше квадрата средней величины. Следовательно, смешение в канале постоянного сечения повышает давление, которое равняется удвоенной разности между средним скоростным напором на входе и скоростным напором при усредненной скорости. Для несжимаемых жидкостей лучше вместо скоростного напора q принимать энергию скорости $h = \frac{q}{\gamma}$, тогда повышение давления определяется в метрах столба жидкости

$$h_2 - h_1 = \frac{P_2 - P_1}{\gamma} = 2\left(\frac{\int h df}{f} - \overline{h}\right). \qquad (2.\ 10в)$$

Пример. В трубе соединяются два потока жидкости, скорости которых равны соответственно 2 и 5 *м/сек*; площади сечения потоков составляют соответственно $^2/_3$ и $^1/_3$ площади сечения трубы. В этом случае для первого члена в скобках в уравнении (2. 10в) получим

$$\frac{\int h df}{f} = \frac{1}{3}\left(2 \cdot \frac{2^2}{2g} + 1 \cdot \frac{5^2}{2g}\right) = \frac{11}{2g}; \quad \overline{c} = \frac{2 \cdot 2 + 1 \cdot 5}{3} = 3.$$

Следовательно приращение давления $h_2 - h_1 = 2(11/2g - 3^2/2g) = 0{,}2$ *м* столба жидкости.

Другие примеры применения закона количества движения приводятся в разделах 10, 17 и 99.

9. ЦИРКУЛЯЦИЯ

Как возникают силы, действующие на перемещаемую среду со стороны лопаток рабочего колеса, которые обусловливают возможность передачи мощности потоку в насосах? Этот вопрос возникает естественно, потому что по закону гидродинамики тело, погруженное в поток невязкой жидкости, не испытывает сопротивления.

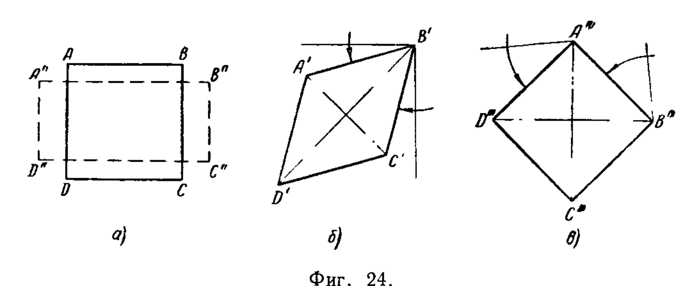
В реальных жидкостях, как показывает опыт, сопротивление тела движению потока определяется силами трения. Может показаться, что в рабочем колесе насоса силы воздействия лопаток возникают, следовательно, как силы сопротивления, требующие большой затраты работы и связаны с большими потерями энергии. Что это не так, будет показано в пункте «е» настоящего раздела. Достаточно сказать, что упомянутый выше закон гидродинамики справедлив для случая, когда рассматривается только поток протекания и не принимается во внимание циркуляционный поток, который, в отличие от первого, вращается вокруг погруженного в него тела и, следовательно, не участвует в перемещении жидкости. Для изучения свойств циркуляционного потока необходимо сначала выяснить сущность вихревого движения в том числе потенциального.

а) **Вихрь.** Прямоугольный элемент *ABCD* потока (фиг. 24), наряду с перемещением, может также деформироваться и поворачиваться. Вращательное движение является отличительным свойством вихря. Вращение элемента потока определяется его угловой

скоростью. Чтобы отличить вращение от деформации, угловая скорость элемента определяется как среднее арифметическое угловых скоростей двух взаимно-перпендикулярных сторон элемента, например, AB и AD:

$$\omega_{cp} = \frac{1}{2}(\omega_{AB} + \omega_{AD}). \qquad (2.11)$$

Угловая скорость равна нулю, например, в том случае, когда квадрат $ABCD$ деформируется в параллелограмм $A'B'C'D'$ таким образом, что оба компонента угловых скоростей в скобках равны по абсолютной величине и противоположны по знаку (фиг. 24, *б*).



Фиг. 24.

а, б — чистая деформация без вращения; *в* — чистое вращение без деформации.

Суммарная угловая скорость равна нулю также в случае, когда квадрат превращается в прямоугольник $A''B''C''D''$ стороны которого параллельны сторонам первоначального квадрата (фиг. 24, *а*). В обоих случаях речь идет о чистой деформации без вращения. Напротив, при перемещении первоначального квадрата в положение $A'''B'''C'''D'''$ (фиг. 24, *в*). имеет место лишь вращение, а деформация отсутствует.

Ниже рассматривается простейшая форма потенциального течения с циркуляцией, линии тока которого представляют собой концентрические окружности. Такой поток называют циркуляционным потоком или «потенциальным вихрем», несмотря на то, что он свободен от завихрений.

б) Потенциальное течение с циркуляцией. Закон площадей. Пусть идеальная жидкость вращается в полости вращения (фиг. 25), причем линии тока, естественно, являются концентрическими окружностями. В этом случае, несмотря на вращательное движение, поток должен быть безвихревым. Тогда будет справедливо уравнение Бернулли, которое мы применим в форме для несжимаемой жидкости [уравнение (2. 3а)].

Вследствие искривления линий тока частицы воды испытывают действие центробежных сил, которые вызывают увеличение давления. Давление возрастает по мере увеличения расстояния ρ от центра вращения (фиг. 25). Согласно уравнению (2. 3а), приращению давле-

ния соответствует снижение скорости, следовательно, распределение скоростей по сечению больше не будет равномерным.

Выделим в потоке бесконечно малый элемент $ABCD$ (фиг. 25) с высотой b, ограниченный двумя осевыми плоскостями, расположенными под бесконечно малым углом $d\varphi$ друг к другу, и двумя цилиндрическими поверхностями с радиусами ρ и $\rho + d\rho$. Если пренебречь бесконечно малыми величинами высшего порядка, то объем указанного элемента будет равен $b\rho d\varphi d\rho$, следовательно, его масса $dm = \left(\frac{\gamma}{g}\right) b\rho d\varphi d\rho$ и действующая на него центробежная сила

$$dC = dm\,\frac{c^2}{\rho} = \frac{\gamma}{g}\,c^2 b d\varphi d\rho.$$

Этой силе соответствует приращение давления на отрезке $d\rho$

$$dP = \frac{dC}{df} = \frac{dC}{b\rho d\varphi} = \frac{\gamma}{g}\cdot\frac{c^2}{\rho}\,d\rho. \qquad (2.12)$$

С другой стороны, из уравнения Бернулли следует

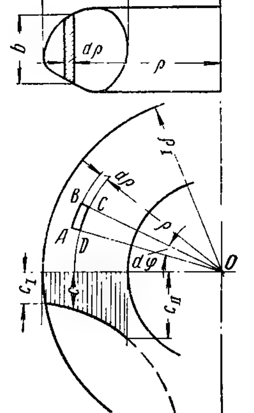
$$\frac{1}{\gamma}\,dP + \frac{cdc}{g} = 0 \qquad (2.12а)$$

так что, исключив dP, получим

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dc}{c} = 0. \qquad (2.12б)$$

Отсюда после интегрирования следует, если для определения постоянных интегрирования на внешней стороне, т. е. для $\rho = \rho_{\rm I}$, принять, что $c = c_{\rm I}$

$$\ln\frac{\rho}{\rho_{\rm I}} = \ln\frac{c_{\rm I}}{c},$$



Фиг. 25. Безвихревое круговое течение.

следовательно

$$\rho c = \rho_{\rm I} c_{\rm I} = K, \qquad (2.13)$$

где K — постоянная.

Величина ρc представляет момент количества движения жидкости на единицу массы. Закон, выраженный уравнением (2. 13), называется также законом площадей, потому что радиус или вектор каждой частицы жидкости описывает за одинаковый отрезок времени одинаковую площадь (аналогично движению планет).

Он выражает, следовательно, что момент количества движения является постоянным в незавихренном потоке при общем центре кривизны линий токов; его можно также непосредственно вывести из закона количества движения, выведенного в конце подраздела «г».

Скорость c согласно этому закону изменяется по равносторонней гиперболе, для которой ось вращения служит асимптотой (фиг. 25). Она очень сильно растет с уменьшением радиуса ρ и даже может

приобретать бесконечно большое значение по оси вращения. Так как удельный вес был исключен из выражения до интегрирования, то плотность может быть так же переменной. Поэтому уравнение (2. 13) справедливо без ограничений для газов. Однако дальнейшие рассуждения мы ограничим сначала случаем пренебрежимо малого изменения объема.

Связанное с повышением скорости снижение давления $\Delta P = P_1 - P$, отсчитываемое от давления P_I на периферии, можно вычислить с помощью уравнения (2. 3а), если ввести значение скорости c из уравнения (2. 13); тогда получим

$$P_I - P = \Delta P = \frac{\gamma}{2g}\left(c^2 - c_I^2\right) = \gamma\frac{K^2}{2g}\left(\frac{1}{\rho^2} - \frac{1}{\rho_I^2}\right). \qquad (2.\ 14)$$

Как и следовало ожидать с уменьшением радиуса ρ также снижается давление и при $\rho = 0$ должно даже стать равным $-\infty$. Но так как давление (см. раздел 76) не может быть равным нулю, а по крайней мере должно равняться давлению паров воды P_d, то начиная с некоторого минимального радиуса ρ_{min}, тогда $P = P_d$, начинается образование пустот. Значение минимального радиуса можно вычислить по уравнению (2. 14). Поэтому падение давления по сравнению с давлением на бесконечности будет составлять, если выразить его в единицах столба жидкости

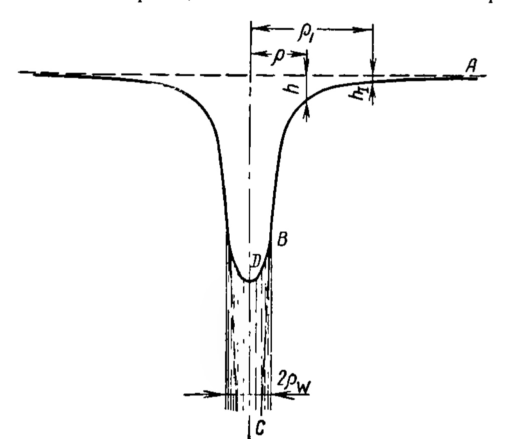
$$\frac{P_\infty - P}{\gamma} \equiv h = \frac{1}{2g}\cdot\frac{K^2}{\rho^2}. \qquad (2.\ 15)$$

Эта зависимость показана на фиг. 26. Если рассматриваемому течению придать свободную поверхность, то вдоль нее давление P будет постоянным. Эта поверхность должна будет устанавливаться на различной высоте, потому что в уравнении Бернулли появится вместо P/γ величина z, характеризующая положение по высоте. Уравнение (2. 15) сохраняется, если под величиной h понимать разность высот относительно бесконечности. Тогда вновь получим форму ABC поверхности, изображенной на фиг. 26, которую можно наблюдать в месте вытекания воды из ванны или умывальника. В этих случаях завихрение образуется вследствие несимметричного положения выпускного отверстия.

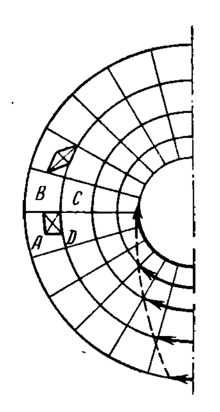
Рассматриваемый поток является безвихревым, несмотря на вращательное движение, что подтверждается следующим рассуждением. Скорость воды на стороне AB элемента (фиг. 27) согласно уравнению (2. 12б) меньше на величину $-dc = cd\rho/\rho$ скорости на внутренней стороне CD. Следовательно стороны AD и BC совершают относительное вращение, противоположное направлению вращения течения, с угловой скоростью $-dc/d\rho = c/\rho$, т. е. равной, но противоположной угловой скорости двух других сторон AB и CD, так что среднее арифметическое значение угловых скоростей двух непараллельных сторон, а именно, скорости вращения всего элемента, равняется нулю. Кривизна траектории компенсируется, таким образом, обратным вращением. Квадратный элемент изменяется при вращении

по направлению часовой стрелки, как показано на фиг. 24, *б* и 27, т. е. из квадрата превращается в ромб.

Для идеальной жидкости, не испаряющейся, но способной воспринимать любые растягивающие усилия, т. е. для такой жидкости, в которой невозможно образование пустот, частицы, лежащие на оси вращения, приобретают вращательное движение с бесконечно большой угловой скоростью; иначе говоря, ось представляет собой вихревую линию. Рассматриваемый поток называют поэтому «потенциальным вихрем», хотя он является безвихревым, за исключением



Фиг. 26. Свободная поверхность потенциального вихря.



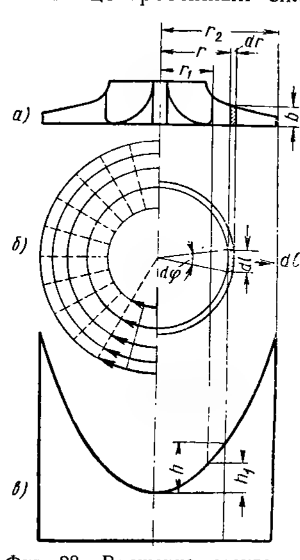
Фиг. 27. Картина токов потенциального вихря или источника.

единственной точки. Картина токов дана на фиг. 27, которая была построена по правилам, изложенным ниже в разделе 11.

в) **Пример чистого вихря.** Если цилиндрический сосуд, наполненный водой, вращать вокруг его оси, то вода около стенок будет увлекаться ими и постепенно придет во вращение. Вследствие влияния сил сцепления вращение постепенно будет передаваться слоям воды, расположенным ближе к центру, так что через некоторое время вода будет вращаться как твердое тело вместе с сосудом. Очевидно, каждая частица воды в этом случае, кроме поступательного движения по круговой траектории, будет совершать вращательное движение с угловой скоростью, равной угловой скорости вращения сосуда (фиг. 24, *в*). Поток будет представлять собой единый вихрь. В данном случае будут справедливы другие законы, отличные от предыдущего примера; это следует хотя бы из того, что если раньше скорость была обратно пропорциональна радиусу, то теперь она прямо пропорциональна радиусу.

Уравнение Бернулли для этого вращательного потока также неприменимо. Для выяснения различия этого случая от потенциаль-

ного течения с циркуляцией определим распределение давления, пользуясь рассуждениями предыдущего примера. В сосуде, имеющем форму рабочего колеса насоса (фиг. 28), вырежем очень малый элемент высотой b, ограниченный двумя цилиндрическими плоскостями с радиусом r и $r + dr$ и двумя меридиональными плоскостями, расположенными под бесконечно малым углом $d\varphi$ друг к другу. Аналогично уравнению (2. 12), приращение давления вследствие действия центробежных сил составит



Фиг. 28. Вращение сосуда, наполненного водой.

$$dP = \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{c^2}{r} dr.$$

Однако теперь скорость c равна окружной скорости $u = r\omega$, откуда

$$dP = \frac{\gamma}{2} r\omega^2 dr.$$

Интегрируя в пределах от внутреннего радиуса r_i до произвольного радиуса r получим

$$P - P_1 = \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{\omega^2}{2} \left(r^2 - r_1^2\right). \qquad (2.\ 16)$$

или в метрах столба жидкости

$$h - h_1 = \frac{\omega^2}{2g} \left(r^2 - r_1^2\right).$$

Подставив в уравнение окружную скорость $u = r\omega$

$$h - h_1 = \frac{u^2 - u_1^2}{2g} \qquad (2.\ 17)$$

или

$$h - \frac{u^2}{2g} = h_1 - \frac{u_1^2}{2g} = \text{ccnst}. \qquad (2.\ 17а)$$

Это выражение заменяет уравнение Бернулли. Как видно давление изменяется по параболе, что подтверждается экспериментально, так как известно, что при вращении свободная поверхность воды принимает форму параболы. На фиг. 28 внизу значения энергии давления h и h_1 произвольно отнесены к вершине параболы. Уравнение (2. 17) справедливо также для газов, если под величиной h понимать адиабатическую энергию давления.

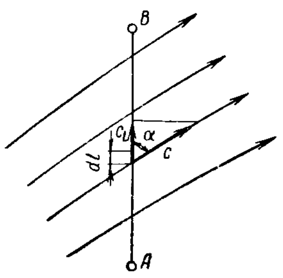
Подобный вихрь существует в потенциальном течении с циркуляцией вдоль его оси. Если осевой вихрь распространить на конечный объем с радиусом r_w, причем на границе вихря его окружная скорость будет равна окружной скорости потенциального течения с циркуляцией в данной точке, то поток, очевидно, не изменится в безвихревой области. Только распределение давления в ядре вихря будет теперь происходить по параболическому закону, как показано на фиг. 26. Вихревое ядро с конечными размерами действует в поле потенциального течения с циркуляцией как инородное тело. Поэтому

его можно заменить твердым телом такой же формы, причем оно может быть также неподвижным в случае, когда его поверхности свободны от трения. Подобное представление о «замороженном» вихре может быть полезным, потому что в отличие от вихря из жидкости подобный «замороженный» вихрь может воспринимать боковые усилия, т. е. может воспринимать подъемную силу.

г). **Потенциал скорости и циркуляция.** Если течение обладает потенциалом скорости Ф, то в общем случае величина этого потенциала в соответствии с его функцией Ф (x, y, z) различна в разных точках потока. Согласно изложенному ниже определению потенциала, разность потенциалов между двумя точками A и B пространства определяется линейным интегралом скорости вдоль любой соединительной линии

$$\Delta\Phi = \int_A^B c_l dl, \qquad (2.18)$$

т. е. каждый элемент линии умножается на составляющую скорости, совпадающую с его направлением, и все элементы складываются (фиг. 29).



Фиг. 29. Сложение скоростей.

Определение понятия потенциала. Пусть c_x, c_y и c_z обозначают составляющие скорости в любой точке пространства с координатами x, y, z; тогда получим

$$c_x = \frac{\partial\Phi}{\partial x}, \ c_y = \frac{\partial\Phi}{\partial y}, \ c_z = \frac{\partial\Phi}{\partial z} \text{ или } c = \operatorname{grad}\Phi.$$

Если написать этот интеграл по замкнутой линии, то получим циркуляцию $\Gamma = \Phi c_l d_l$. Циркуляция по окружности вихревого ядра с радиусом r_w равняется

$$\Gamma = \omega r_w 2\pi r_w = 2\pi r_w^2 \omega.$$

Эта циркуляция является мерой напряжения вихря. Окружная скорость $r_w \omega$ жидкого вихревого шнура совпадает с окружной скоростью прилегающих частиц воды окружающего потенциального потока, для которого справедлив закон площадей. Если бы в определенном потенциальном течении с циркуляцией радиус r_w изменялся, то

$$\omega r_w \cdot r_w = \omega r_w^2 = \text{const}..$$

Это значение, согласно предыдущему уравнению, пропорционально циркуляции или интенсивности потока. Отсюда ясно, что для определенного потенциального течения с циркуляцией интенсивность вихря не зависит от выбора диаметра вихревого шнура, и следовательно, однозначно определяется окружающим вихрь безвихревым потоком.

Рассмотрим бесконечно малую частицу жидкости прямоугольного сечения f (фиг. 30), составляющие скорости которой по осям x

и y равны соответственно u и v. Циркуляция вдоль контура частицы составит

$$\Gamma = (u + du)\,dx - (v + dv)\,dy - udx + vdy = dudx - dvdy.$$

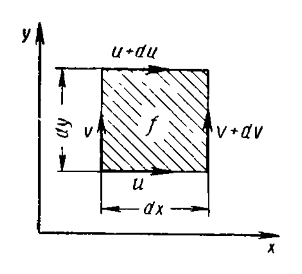
С другой стороны, угловая скорость вращения частицы согласно уравнению (2. 11) с учетом знака каждой части, составит

$$\omega = \frac{1}{2}\left(\frac{du}{dy} - \frac{dv}{dx}\right) = \frac{1}{2}\cdot\frac{dudx - dvdy}{dxdy} = \frac{1}{2}\cdot\frac{\Gamma}{f} \qquad (2.\ 19)$$

следовательно,

$$\Gamma = 2\omega f.$$

Это соотношение можно вывести, взяв элементарную частицу любого сечения. Таким образом, выведенный выше закон для круг-



Фиг. 30. Скорости движения прямоугольного элемента жидкости.

Фиг. 31.

лого сечения справедлив для сечения любой формы, т. е. приобретает характер общего закона. Отсюда: циркуляция равна нулю в любом случае, когда рассматриваемый элемент не имеет вращения. Если представить себе любой поток с вихревым ядром или без него, то циркуляцию можно определить как линейный интеграл скорости вдоль замкнутой линии, окружающей рассматриваемую область (фиг. 31). Если мы получили представление о распределении вихря в результате разложения замкнутой поверхности на бесконечно большое число элементов (например, на элементарные прямоугольники), то согласно сказанному выше становится очевидным, что циркуляция вокруг невращающихся частиц равняется нулю, а вокруг завихренной частицы равняется соответствующему напряжению вихря.

Если составить сумму циркуляций по этим элементам (при этом, конечно, циркуляции для отдельных элементов должны все определяться в одном направлении), то окажется, что каждый линейный интеграл по линии, разграничивающей смежные элементы, входит в сумму дважды, но с противоположными знаками, так что в результате суммирования остается только линейный интеграл по внешнему ограничивающему контуру. Отсюда следует:

1. Циркуляция равна сумме напряжений вихрей, заключенных внутри контура интегрирования.

2. Циркуляция не зависит от формы этого контура, если в нем заключаются одни и те же вихри.

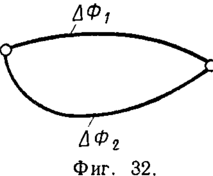
3. Для всех контуров, внутри которых нет вихрей, циркуляция равна нулю.

4. Только безвихревые потоки имеют потенциал, который в данном случае является разностью потенциалов между двумя точками пространства, независимо от пути интегрирования. Поскольку между линиями интегрирования нет вихревого ядра; то согласно фиг. 32 имеем

$$\Gamma = 0 = \Delta\Phi_1 + (-\Delta\Phi_2)$$

следовательно

$$\Delta\Phi_1 = \Delta\Phi_2.$$



Фиг. 32.

Циркуляция суммирует известным образом свойства замкнутой области. Насколько большие упрощения достигаются в результате введения этого понятия следует из того, что второй из приведенных выше законов содержит в себе, как особый случай, закон площадей, выведенный в разделе 9, пункт б, потому что циркуляция по круговому контуру потенциального течения с циркуляцией равна моменту количества движения, умноженному на 2π и, следовательно, может быть постоянной только при условии постоянства момента количества движения.

Распределение вихревых нитей определяет собой распределение циркуляции и влияет, таким образом, на вызванное ею циркуляционное движение. Последнее получается наложением потенциальных вихрей, соответствующих отдельным вихревым нитям, причем скорости складываются геометрически. Само движение, за исключением входящих в него вихрей, происходит без вращения частиц. Особый признак движения, кроме замкнутых линий тока, состоит в том, что скорости уменьшаются до нуля в бесконечности. В общем наблюдаются аналогичные условия как в магнитном поле, которое характеризуется числом и положением проводников тока.

Между вихревой нитью в невращающейся жидкости и электрическим проводником существует полная аналогия. Закон Био-Савара справедлив и для вихревых шнуров. Сила тока в проводнике соответствует напряжению вихря или циркуляции, напряженность магнитного поля — скорости течения.

В пространственном потоке вихревые нити могут быть произвольно изогнуты. Однако напряжение их должно быть постоянно по всей длине.

Следовательно, эти нити не могут заканчиваться внутри жидкости. Они должны либо упираться в границы жидкости, либо замыкаться сами на себя (вихревые кольца). Разветвление вихревой нити, разумеется возможно, так как общая величина циркуляции от этого не меняется.

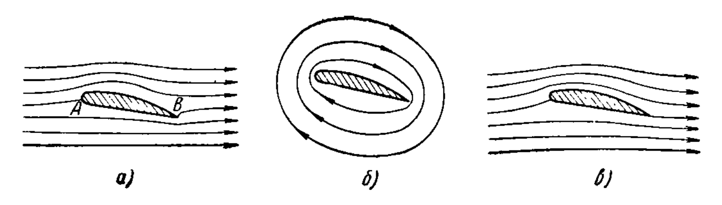
Объединяя в пучок большое число вихревых нитей различного напряжения получим ядро любого сечения конечных размеров, для которого общая циркуляция по уравнению (2. 19) составит

$$\Gamma = 2\int \omega df. \tag{2.20}$$

Циркуляция равна удвоенному вихревому потоку (интегральный закон Стокса).

Подобными вихревыми ядрами любой формы с неравномерным распределением напряжения можно, например, считать лопатку рабочего колеса насоса или крыло самолета, причем в этих случаях речь идет о «замороженных вихрях».

д) Возиикновение давления на лопатку (11). Плоский потенциальный поток вокруг одной лопатки в неограниченном простран-



Фиг. 33. Обтекание крылового профиля:

а — обтекание без циркуляции; *б* — циркуляционное течение; *в* — результирующий поток.

стве может быть или потоком чистого обтекания (фиг. 33, *а*), или чисто циркуляционным потоком (фиг. 33, *б*), или, наконец, сочетанием этих двух видов потоков (фиг. 33, *в*). Чистое обтекание характеризуется тем, что происходит перемещение жидкости, а циркуляция отсутствует. При чисто циркуляционном потоке линии тока замкнуты и окружают рассматриваемое тело. Следовательно, благодаря тому, что контур интегрирования окружает тело лопатки, чисто циркуляционный поток характерен отсутствием перемещения жидкости; циркуляция вокруг лопатки во всех точках пространства остается одинаковой, и, очевидно, скорости циркуляционного потока на бесконечности стремятся к нулю. Чистое обтекание можно мысленно представить, помещая лопатку в плоско-параллельный поток идеальной жидкости. Чисто циркуляционный поток можно считать обусловленным суммой Г циркуляций ряда воображаемых вихрей, расположенных по контуру (или внутри) лопатки и уходящих в бесконечность. Ни один из таких потоков идеальной жидкости не может вызвать силы, действующей на лопатку. Если же эти оба потока сложить (путем векторного сложения скоростей в каждой точке), то можно увидеть, что на верхней стороне лопатки, где направление обоих течений совпадает, возникнут большие скорости, в то время как на другой, нижней стороне лопатки вследствие противоположного направления потоков скорости уменьшаются. Так как самый поток является бехвихревым и, следовательно, соотношения в нем в данном случае удовлетворяют уравнению Бернулли, то, очевидно,

давление на нижней стороне лопатки будет выше, чем на верхней. Вследствие разности давлений возникнет некоторая сила (подъемная сила).

Рассмотрим вопрос, как возникает циркуляция и подъемная сила, когда крыло помещено в потоке реальной (вязкой) жидкости. Если построить картину токов для крыла, обтекаемого плоско-параллельным потоком (например, при помощи методов, изложенных в разделе 11), то получим картину токов чистого обтекания (фиг. 33, *а*) Для этого случая характерны критические точки *A* и *B* у передней и задней кромок крыла, в которых линия тока, подходящая перпендикулярно к профилю крыла, разветвляется, обтекает контур, соединяется и снова отходит от крыла в нормальном к нему направлении.

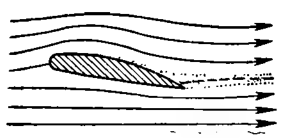


Фиг. 34. Возникновение циркуляции с помощью начального вихря.

Наиболее существенным является то, что вследствие несимметричности профиля относительно потока точка *B* находится не на острие задней кромки крыла, а несколько впереди ее. Подобное обтекание крыла невозможно в случае реальной жидкости, обладающей некоторой конечной, но настолько малой вязкостью, что она проявляется, главным образом, лишь в прилипании к стенкам. Острая задняя кромка крыла должна обтекаться с бесконечно большой скоростью, следовательно при отрицательном давлении, в направ влении от нижней поверхности крыла к точке *B*. В действительности это приводит к срыву вихря в пограничном слое, как показано на на фиг. 34. Так как вначале циркуляция по достаточно большому контуру, охватывающему крыло и сбегающий вихрь, была равна нулю, то и в дальнейшем она должна оставаться равной нулю, что возможно лишь в случае, когда вокруг крыла возникает циркуляция такая же, как и вокруг вихря, но противоположного знака. Это циркуляционное обтекание (фиг. 33, *б*), очевидно, вызывает передвижение критической точки *B* по направлению к задней кромке. Образованием ряда последовательных вихрей она передвигается до самой кромки до тех пор, пока не установится стекание струй по касательной, в силу чего исчезает причина одностороннего срыва вихрей. На основании этого можно установить, что причиной возникновения давления на лопатку и соответствующих, нормальных к потоку, подъемных сил является вязкость и что за счет той же вязкости жидкость стремится стекать по касательной к профилю.

Если крыло не имеет острой задней кромки, то срыв вихрей будет иметь место как с верхней поверхности, так и с нижней. Но из-за несимметрии профиля одна из систем вихрей получит перевес, так что с одной стороны будет сообщаться большая циркуляция, чем с другой, и, таким образом, возникнет результирующая циркуляция, которая равняется отрицательному значению алгебраической суммы интенсивностей срывающихся вихрей. Непрерывный срыв вихрей за тупым концом крыла приводит, однако, к увеличению сопротивления по сравнению с острой кромкой.

Некоторое количество вихрей будет срываться с крыла при установившемся движении даже при наличии острой кромки, так как картина токов с касательным стеканием струй (фиг. 30, *в*) показывает, что на верхней стороне крыла будет наблюдаться большая толщина пограничного слоя, в то время, как на нижней стороне она уменьшается к концу крыла. Вследствие этого с верхней стороны крыла будет перетекать больше «застойной жидкости» чем с нижней стороны, не полностью достигается также тангенциальное стекание, а устанавливается течение с уменьшенной циркуляцией (изображенное на фиг. 35) и с линией тока, проходящей через критическую точку посередине «застойной жидкости» перед кромкой крыла. Подъемная сила получается всегда меньше, чем сила, соответствующая тангенциальному стеканию жидкости. Непрерывный срыв вихрей вызывает, помимо чистого поверхностного трения, также появление известного сопротивления формы, которое имеет непосредственную связь с уменьшением подъемной силы; на преодоление этого сопротивления требуется дополнительная затрата работы, соответствующая энергии срыва вихрей.



Фиг. 35. Обтекание с образованием застойной зоны на верхней (подсасывающей) поверхности профиля.

Если увеличивать угол наклона крыла по отношению к набегающему на него потоку, т. е. угол атаки, то в конце концов поток начинает срываться с верхней поверхности крыла, близко к его передней кромке, и подъемная сила перестанет увеличиваться и может даже начать падать. Это явление много общего имеет с так называемым входным ударом в рабочих колесах насосов.

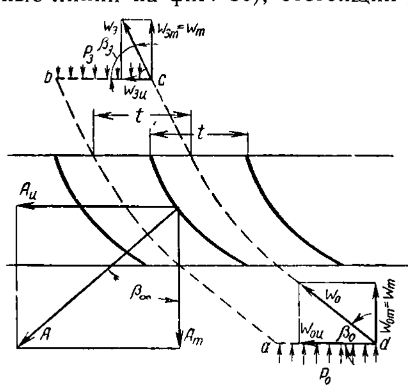
10. ЗАКОН КУТТА-ЖУКОВСКОГО

Вывод величины силы давления на лопатки (подъемной силы) проще всего сделать, рассматривая сначала самый общий случай (фиг. 36), а именно, рассматривая обтекание плоской лопаточной решетки, полученной путем развертки коаксиального цилиндрического сечения, сделанного по осевому рабочему колесу.

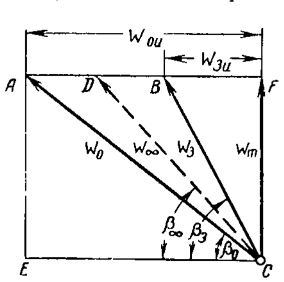
Поток через эту решетку должен быть плоским, т. е. его ширина b в направлении, перпендикулярном плоскости развертки, должна быть постоянной. Решетка может быть неподвижной или перемещаться с постоянной скоростью в своем продольном направлении (т. е. в окружном направлении осевого колеса). Поток будем рассматривать относительно решетки, т. е. так, как он представляется находящемуся на решетке наблюдателю. При этом условии упомянутое собственное движение решетки не влияет на ход рассуждений. Относительные скорости потока будем обозначать буквой w, все величины для точек, расположенных на некотором удалении перед и за решеткой, будем обозначать соответственными индексами 0 и 3. Составляющие сил и скоростей в направлении параллельно и перпендикулярно длинной стороне решетки, обозначим индексами u и m. Будем счи-

тать, что плотность перемещаемой жидкости остается примерно постоянной.

Определим сначала циркуляцию вокруг одной лопатки прямолинейной решетки, так как мы будем ею пользоваться впоследствии. Контур интегрирования выбираем параллельно фронту решетки далеко впереди и позади нее и вдоль двух линий тока ab и cd (пунктирные линии на фиг. 36), отстоящих друг от друга на шаг лопаток t и, являющихся конгруэнтными. Линейные интегралы вдоль этих двух линий тока взаимно уничтожаются, так как они равны



Фиг. 36. Соотношение скоростей и действие сил на плоскую решетку лопаток.



Фиг. 37. Добавление к фиг. 36.

по величине и противоположны по знаку; циркуляция вокруг лопатки составит

$$\Gamma_S = (w_{0u} - w_{3u})\, t.$$

Величину и направление усилия лопатки A определим, пользуясь законом количества движения, причем контрольной поверхностью будет служить упомянутый выше контур интегрирования. По условию равновесия сил на контрольных поверхностях давления, действующие вдоль боковых поверхностей потока исключаются, так как они равны по величине и противоположны по знаку. Расход через каждый канал между соседними лопатками $\Delta V = btw_{0m} = btw_{3m}$, поэтому $w_{0m} = w_{3m} = w_m$ (фиг. 37); из условия равновесия сил получим составляющую усилия лопатки A вдоль направления движения решетки:

$$A_u = \frac{\gamma}{g}\Delta V\,(w_{0u} - w_{3u}) = \frac{\gamma}{g}\, btw_m (w_{0u} - w_{3u}) = \frac{\gamma}{g}\, bw_m \Gamma_s \quad (2.21)$$

в направлении, перпендикулярном движению решетки

$$A_m = \frac{\gamma}{g}\Delta V\,(w_{3m} - w_{0m}) + bt\,(P_3 - P_0).$$

В последнем уравнении первый член, согласно сказанному выше, равен нулю. Далее по уравнению Бернулли имеем

$$P_3 - P_0 = \frac{\gamma}{2g}\left(w_0^2 - w_3^2\right) = \frac{\gamma}{2g}\left(w_{0u}^2 - w_{3u}^2\right) = \frac{\gamma}{2g}\,(w_{0u} - w_{3u})\,(w_{0u} + w_{3u})$$

и следовательно

$$A_m = \frac{\gamma}{2g} bt (w_{0u} - w_{3u})(w_{0u} + w_{3u}).$$

Если построить среднегеометрическое $\overline{CD} = w_\infty$ между обеими скоростями $w_0 = \overline{CA}$ и $w_3 = \overline{CB}$ (фиг. 37), причем конец вектора D делит отрезок AB пополам, и обозначить угол наклона этого вектора w_∞ к фронту решетки через β_∞, то, очевидно,

$$w_{0u} + w_{3u} = 2\overline{FD} = 2w_m \operatorname{ctg} \beta_\infty$$

следовательно

$$A_m = \frac{\gamma}{g} btw_m (w_{0u} - w_{3u}) \operatorname{ctg} \beta_\infty = \frac{\gamma}{g} bw_m \Gamma_s \operatorname{ctg} \beta_\infty.$$

или, с учетом уравнения (2. 21)

$$A_m = A_u \operatorname{ctg} \beta_\infty.$$

Отсюда следует, что β_∞ является также углом между A и A_m, т. е. усилие лопатки A перпендикулярно среднему направлению потока w_∞. Кроме того, имеем

$$A = \frac{A_u}{\sin \beta_\infty}$$

или, с учетом уравнения (2. 21), поскольку $w_\infty = \frac{w_m}{\sin \beta_\infty}$

$$A = \frac{\gamma}{g} bw_\infty \Gamma_s. \tag{2. 22}$$

В последнем уравнении, как было упомянуто, w_∞ равняется среднегеометрическому значению w_0 и w_3, т. е. половине их векторной суммы.

Если допустить, что шаг лопаток t бесконечно увеличивается, то в уравнении (2. 22) ничто не изменится. Циркуляция Γ_s остается при этом конечной, тогда как расход растет через межлопаточное пространство бесконечно с неограниченным увеличением шага лопаток. Поэтому единичная лопатка в безграничном параллельном течении не может вызвать общего отклонения потока и, следовательно, скорость на определенном удалении за лопаткой будет соответствовать скорости w_∞ притекающего из бесконечности потока, т. е. $w_0 = w_3 = w_\infty$. Для этого специального случая уравнение (2. 22) было сначала выведено другим путем и получило наименование закона Кутта — Жуковского.

Это уравнение можно пояснить, если принять, что w_∞ является характеристическим параметром набегающего потока, а Γ_s — параметром циркуляции. Закон Кутта — Жуковского, следовательно, гласит, что возникающая подъемная сила для удельной массы $\gamma/g = 1$ и ширина потока $b = 1$ при отсутствии трения равна произведению указанных обоих параметров и действует перпендикулярно к направ-

лению потока. Однако остается неизвестной точка приложения подъемной силы A к лопатке. Она может быть определена экспериментально или более тщательным изучением распределения давлений.

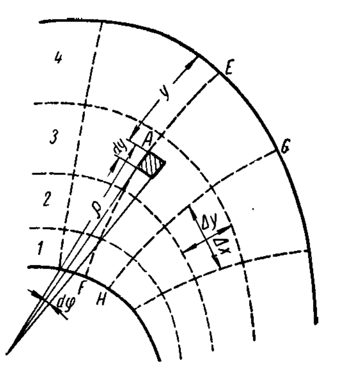
Выведенный закон остается справедливым и для случая когда c_m непостоянна, при условии сохранения постоянства плотности жидкости [12].

11. КАРТИНА ТЕЧЕНИЯ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ (БЕЗ ТРЕНИЯ)

Мы рассмотрели различные картины течения и теперь можем перейти к описанию методов их построения.

Снова ограничимся случаем пренебрежимо малого изменения плотности перемещаемой среды и полным отсутствием трения. Так как вследствие этого в потоке отсутствуют силы сдвига, то он должен быть безвихревым. Далее, силам давления противодействуют лишь силы инерции.

Кроме того, будем рассматривать установившиеся потоки, при этом линии тока не меняются во времени. Изображая весь поток, разделим его на отдельные струи (трубки тока) *1*, *2*, *3* и т. д. (фиг. 38) таким образом, чтобы количество жидкости ΔV, протекающей через каждую трубку тока, оставалось постоянным. Определим линии тока, ограничивающие эти отдельные потоки. Чем больше ширина Δy трубки тока, тем меньше скорость (по уравнению неразрывности $\Delta V = c\Delta yb$), и тем больше давление по уравнению Бернулли.



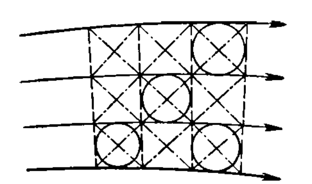
Фиг. 38. Произвольный плоский поток (т. е. с изменением сечения и направления).

Кроме линий тока, имеют значение нормальные линии, которые везде пересекают линии тока в перпендикулярном направлении. Вдоль нормальной линии не существует составляющих скорости и, следовательно, нет разности потенциалов, как указывалось в разделе 9. Таким образом, нормальные линии являются линиями равного потенциала, но не линиями равного давления или равной скорости. Они поэтому называются эквипотенциальными линиями. Что между двумя нормальными линиями в любом месте существует одинаковая разность потенциалов $\Delta\Phi$, следует из закона, выведенного в разделе 9, согласно которому линейный интеграл скорости, определяющий разность потенциалов, не зависит от пути интегрирования.

Картина станет более наглядной, если принять, что между всеми соседними нормальными линиями существует одинаковая разность потенциалов.

Скорости, а также распределение линий тока исходя из условий неразрывности, не зависит от того, как ориентирован рассматриваемый канал к горизонтальной плоскости. Линии тока, следовательно,

не меняются, если канал из горизонтального положения переводится в любое другое, поскольку нет свободной поверхности, и, следовательно, согласно уравнению Бернулли для каждой точки пространства $z + P/\gamma = \text{const}$. Изменяются только давления в соответствии с изменением высоты z. Чтобы иметь возможность определять давления в любой точке, ради упрощения примем, что изменения высоты положения z отдельных частиц жидкости при их движении в канале исчезающе малы по сравнению с изменениями давлений. Это предположение почти всегда с достаточной точностью выполняется для потоков внутри рабочих и направляющих каналов лопаточных машин, например, насосов несмотря на то, что оно, строго говоря, действительно только для горизонтальных каналов. Следовательно, опять можно применить уравнение (2. 3а)



Фиг. 39. Квадратные криволинейные четырехугольники позволяют вписывать круги и проводить взаимно перпендикулярные диагонали.

$$\frac{P}{\gamma} + \frac{c^2}{2g} = \frac{P_{\text{I}}}{\gamma} + \frac{c_{\text{I}}^2}{2g},$$

где индекс I относится к величинам на границах канала.

а) **Плоский поток.** В этом случае линии тока лежат в параллельных плоскостях. Кроме того, состояние потока вдоль любой нормали к этим плоскостям всегда одинаково.

Рассмотрим канал, форма которого изображена на фиг. 39 и где имеет место как изменение сечения, так и изменение направления.

1. Подобие течения в элементарных участках плоского потока. Пусть ширина канала, перпендикулярная к плоскости чертежа равняется b. Ширина Δy каждой трубки тока с одинаковым расходом ΔV должна удовлетворять уравнению неразрывности. Следовательно, имеем

$$\Delta y c = \frac{\Delta V}{b}. \tag{I}$$

При этом Δy соответствует средней ширине криволинейного четырехугольника. Вследствие равенства разности потенциалов $\Delta\Phi$ между нормальными линиями, для средней ширины Δx нормальной линии будет, кроме того, справедливо

$$\Delta x \cdot c = \Delta\Phi \tag{II}$$

таким образом, согласно уравнениям (I) и (II) получаем

$$\frac{\Delta x}{\Delta y} = \frac{\Delta\Phi}{\Delta V} b. \tag{2.23}$$

Правая сторона последнего выражения одинакова для всех криволинейных четырехугольников.

В плоском потоке несжимаемой жидкости образуются, таким образом, непосредственно наблюдаемые линии тока и нормальные

к ним линии (равного потенциала) прямоугольников с постоянным отношением сторон (см. работу того же автора «Центробежные насосы» 4-е издание).

Скорость c является средним значением, так что эти прямоугольники должны быть достаточно малыми. Если этот прямоугольник представляет собой квадрат, то и все криволинейные четырехугольники квадраты. Этот вывод показывает также, что поток в каналах с кривизной полностью подобен в элементарных участках потоку в прямолинейном канале; он представляет также конформное отображение прямолинейного потока. Каждый плоский поток можно вывести из других известных плоских потоков, используя для конформного преобразования соответствующие математические методы.

Используя закон подобия для построения картины течения сначала строят основную сетку в относительно крупном масштабе, а затем уточняют полученное распределение путем нанесения диагональных кривых. Особенно удобно выбрать квадратную форму для криволинейных прямоугольников, потому что тогда можно использовать вписанные окружности (см. фиг. 39), при этом диагонали будут расположены перпендикулярно друг другу. Расчет облегчается, когда дополнительно определяется характер изменения скорости вдоль нормальных линий на основании изложенного ниже способа.

2. Определение распределения скоростей вдоль нормальной линии. Закон площадей $\rho c = K$ справедлив только тогда, когда все линии тока имеют общий центр кривизны, следовательно, являются концентрическими окружностями. Это не имеет места за очень малыми исключениями, в частности в колене трубы (см. фиг. 42). Насколько неправильно общее применение закона площадей можно показать на примере потока в сужающемся канале, изображенном на фиг. 41, где, очевидно, траектории как правило, искривлены вплоть до средней линии, для которой $\rho = \infty$, следовательно, согласно приведенному выше уравнению скорость должна равняться нулю.

Если для элемента, заштрихованного на фиг. 38 и образованного двумя соседними нормальными линиями и двумя соседними линиями тока на расстоянии dy, написать условие равновесия аналогичным образом, как это было сделано в разд. 9, то мы опять придем к уравнению (2. 12б), только вместо $d\rho$ появится dy. При этом величина y представляет длину EA нормальной линии от наружного края до рассматриваемой точки A, так что dy является положительным в направлении к центру кривизны. Отсюда, очевидно, можно ввести $d\rho =$ $= -dy$, и тогда приведенное выше дифференциальное уравнение приобретет вид

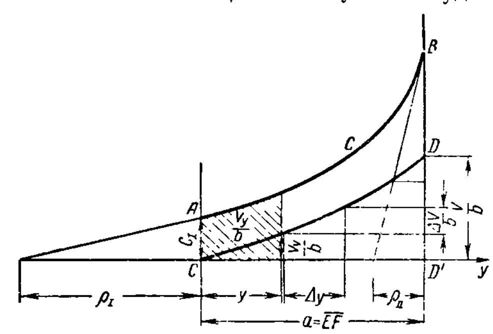
$$-\frac{dy}{\rho} + \frac{dc}{c} = 0. \qquad (2.\ 24)$$

Следовательно, имеется три переменных величины c, y, ρ, причем ρ зависит только от y. Если произвести интегрирование вдоль рассмат-

риваемой нормальной линии от E до A (фиг. 38) и обозначить c_{I} — скорость у наружного края в точке E, (при $y=0$), то получим

$$\ln\frac{c}{c_{\mathrm{I}}}=\int\limits_0^y\frac{dy}{\rho}. \tag{2.25}$$

Это уравнение справедливо для общей формы потока вместо закона площадей. Однако оно мало пригодно для определения картины токов [1], потому что трудно вычислить интеграл и не совсем точно известно значение ρ. Поэтому можно удовлетвориться приближенно правильной линией c. Ее можно получить, исходя из предположения, что в каждой точке кривой c подкасательная равна соответствующему радиусу ρ кривизны. Доказательство этого положения основывается на следующем: в выражении для котангенса $\frac{c}{(dc/dy)}$ согласно уравнению (2.24) получаем $dc/dy=c/\rho$. Кривая c наносится тогда согласно приближенной оценке



Фиг. 40. Диаграмма для определения картины токов плоского потенциального течения.

в любом масштабе (фиг. 40) таким образом, чтобы радиусы кривизны обеих стенок канала в точках E и G (см. также фиг. 38), т. е. ρ_{I} и ρ_{II} были равны подкасательным в начальной точке A и конечной точке B кривой c, как показано на фиг. 40. Ввиду того, что расход V на любой длине y равняется

$$V_y=\int\limits_0^y b\,dyc=b\int\limits_0^y c\,dy, \tag{2.25a}$$

интегральная кривая линия c представляет линию значений V_y/b. Ширину Δy струйки вдоль рассматриваемой нормальной линии, можно получить, если конечную ординату DD', которая характеризует общий расход $\frac{V}{b}$, разделить на большое количество одинаковых частей, рассматривая их как отдельные струйки. Перенеся затем отдельные точки на линию V_y, можно определить значения Δy в виде отрезков на оси y (фиг. 40). Тот же способ осуществляется для нескольких нормальных линий и повторяется до тех пор при соответствующем изменении кривой, пока криволинейный четырехугольник не будет удовлетворять закону подобия.

При использовании исключительно закона подкасательной, очевидно, кривая c определяется неоднозначно, потому что не учитывается радиус кривизны средней линии тока. Выводы можно значи-

тельно облегчить, если исходить из часто встречающегося случая изменения ρ вдоль нормальной линии. Если принять для этого случая гиперболу с граничными значениями ρ_{I} и ρ_{II}, причем асимптотами являются оси координат, то интегрирование уравнения (2.25) дает

$$\ln \frac{c}{c_{I}} = \frac{y}{\rho_{I}} \left[\frac{y}{2a} \left(\frac{\rho_{I}}{\rho_{II}} - 1 \right) + 1 \right] \tag{2.26}$$

(a — длина всей нормальной линии EF).

Кривую c можно легко подсчитать по этому уравнению. Оно тем более точно воспроизводит действительные соотношения, чем большую кривизну имеют стенки (границы) канала. Оно удовлетворяет также закону подкасательной на границах. Если $\rho = \infty$, т. е. одна из стенок (граница) канала прямолинейна, что часто встречается, то это уравнение примет вид

$$\ln \frac{c}{c_{I}} = \frac{y^2}{2a\rho_{II}}. \tag{2.26a}$$

При очень резких или даже скачкообразных изменениях радиуса кривизны стенок канала целесообразно использовать один только закон подобия криволинейных четырехугольников. Масштаб линий c и V_y, которые непосредственно не используются при построении линий токов, можно определить из условия, что конечная ордината DD' должна равняться заданному расходу V/b.

3. Экспериментальный способ. Кроме описанного графического метода, возможен также другой экспериментальный способ определения картины тока идеальной жидкости. Поток реальной жидкости дает иную картину вследствие влияния вязкости, что будет рассмотрено в разделе 12. Но в начальный период или что то же — при колебательном состоянии обтекаемых поверхностей установится искомая картина течения. Кроме того, можно точную картину потенциального потока осуществить, используя аналогию между потенциальным потоком и потоком с очень большой вязкостью согласно Хилл — Шоу [15], для чего наблюдается поведение потока в очень тонком слое между двумя стеклянными пластинами. Другая возможность состоит в предложении Прандтля и Кухарского о применении мембранной аналогии, причем над двумя точно горизонтально расположенными, но сдвинутыми в вертикальном направлении краями канала натянута тонкая резиновая пленка; линии тока получаются в виде горизонтальных сечений на поверхности [16]. Тома [17] экспериментально с этой же целью осуществил измерение электрического тока в тонкой пластине.

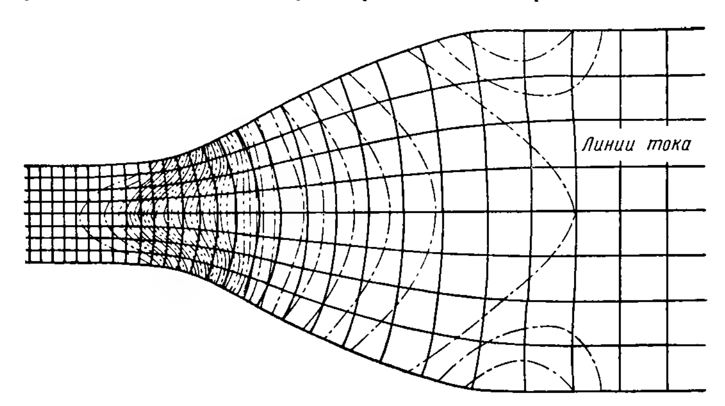
Этот способ использует возможность замены линий тока и нормальных линий. Полученная сетка остается неизменной при плоском потоке вследствие закона подобия, если линии тока и нормальные линии взаимно обмениваются своими ролями.

Этот экспериментальный способ иногда пригоден для целей демонстрации; конструктор предпочитает применять графический способ. Важно также определить, что можно суммировать любые потоки

наложением и отсюда получать новые формы потоков. При этом скорости, как и силы, складываются геометрически (векторно). Этот способ общеприменим также для неплоских потенциальных течений [1].

Если наложить друг на друга линии токов двух плоских потоков, то получаем результирующие течения путем проведения диагонали криволинейных четырехугольников, которые образуются отдельными струйками с одинаковым расходом.

б) Некоторые особо важные картины токов для плоского потока. На фиг. 41 показана картина токов для прямолинейного канала с переменным сечением. Пунктирные линии представляют линии



Фиг. 41. Потенциальное течение в суживающемся или расширяющемся канале с прямой осью.

одинаковой скорости, а следовательно также одинакового давления. Эта картина ясно показывает, что широко распространенное представление о равномерном распределении давлений и скоростей по сечению канала является неправильным даже тогда, когда ось канала прямолинейна. Отклонения наиболее велики в местах большей кривизны стенок канала.

Если бы канал имел острые выступающие кромки (внешний угол), то линии тока должны там сгущаться и возникать бесконечно большие скорости; в то же время скорость снижалась бы до нуля у острых внутренних углов, т. е. наблюдалось бы местное полное торможение. Поэтому необходимо избегать выступающих углов, которые приводят к срыву потока.

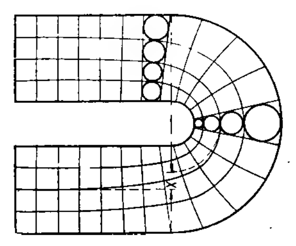
---

[1] Это следует из линейной формы уравнения неразрывности, применяемого в математической гидродинамике

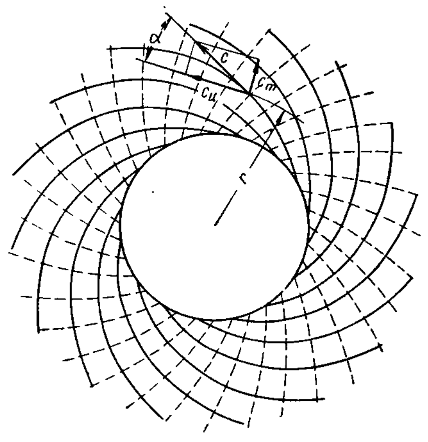
$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0,$$

где u, v, w — составляющие скорости одной точки по направлениям x, y или z.

На фиг. 42 изображено колено с прямоугольным сечением, которое на обоих концах соединено с прямолинейными каналами с изменением направления на 180°. Если рассматривать отдельно прямолинейную и криволинейную часть канала, то в прямом участке канала линии тока должны быть на одинаковом расстоянии друг от друга, а в криволинейном участке канала, вследствие неравномерного распределения скорости, — на разных расстояниях. Но тогда в местах перехода имел бы место разрыв течения (разрыв значений x линии тока). Так как это невозможно, то линии тока в прямолинейном канале перед и после колена должны принимать криволинейную форму. Следовательно, поток в криволинейном канале оказывает влияние на поток в прилегающих прямолинейных участках.



Фиг. 42. Потенциальное течение в колене прямоугольного сечения.



Фиг. 43. Вихреисточник (плоское течение за центробежным насосом).

Отсюда ясно, что при изменении направления потока картина течения на повороте сильно зависит от примыкающих каналов. Это делает более понятным, почему в межлопаточном канале (для которого линии тока изображены согласно описанным выше правилам на фиг. 85, в разделе 19) поток в середине канала не следует полностью за изменением направления, предписанному формой лопаток.

Другой важный особый случай плоского потока представляет собой вихреисточник или вихресток (фиг. 43), который образуется в результате сочетания потенциального вихря (см. раздел 9, пункт б) с радиальным потоком, т. е. с источником, расположенным на оси. Например, этот поток может находиться на окружности радиального лопаточного колеса, так как там поток выходит с определенной радиальной и тангенциальной составляющими скорости и продолжается дальше между параллельными стенками. У этого потока угол наклона α линии тока относительно параллельных окружностей является постоянным, что должно иметь место также для нормальных линий. Оба семейства кривых представляют, следовательно, логарифмические спирали. Доказательство получается из следующего простого рассуждения. Обозначим c_m и c_u — радиальную и тан-

генциальную составляющую скорости на расстоянии радиуса r (меридиональная и окружная составляющие) при ширине канала b, после чего для расхода V получаем

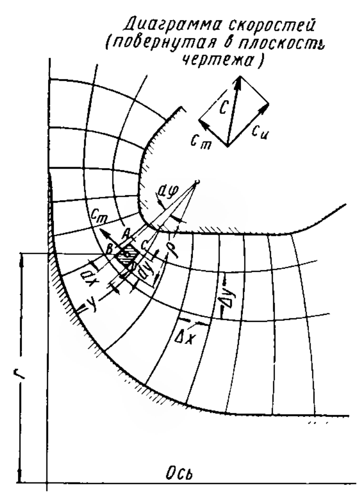
$$V = 2\pi r b c_m$$

откуда

$$c_m = \frac{V}{2\pi r b}.$$

Окружная составляющая подчиняется закону площадей согласно уравнению (2. 13), так что

$$c_u = \frac{K}{r}.$$



Фиг. 44. Потенциальное течение на повороте.

При подсчете $\operatorname{tg} \alpha = \frac{c_m}{c_u}$ исключается переменная величина r. Равенство всех углов наклона α непосредственно следует также из наложения источника и потенциального вихря, согласно методике, изложенной в разделе 9.

в) Осесимметричный поток. Состояние потока является здесь одинаковым вдоль любой окружности в плоскости, нормальной к оси, с центром на заданной оси. Линии токов пространственно искривлены и лежат на поверхностях вращения. Обычно такой поток графически изображается сечением поверхности вращения плоскостью, проходящей через ось вращения, т. е. линиями тока в меридиональном сечении (фиг. 44), представляющими собой радиальную проекцию действительных линий тока. При этом очевидно на протекание линий тока влияет только составляющая скорости, параллельная меридиональной плоскости, т .е. меридиональная составляющая c_m (которая одна создает перенос жидкости), в то время как перпендикулярно ей направленная окружная составляющая скорости c_u (т. е. циркуляция) никакого отражения не получает.

1. Поток без тангенциальных составляющих скоростей c_u (расходный поток). Четырехугольники, которые образованы линиями тока и нормальными линиями в рассматриваемом меридиональном сечении, больше не подчиняются закону подобия, выведенному для плоского потока [см. уравнение (2. 23)], потому что кольцеобразное сечение отдельных струек $2\pi r \Delta y$ зависит от соответствующего радиуса r. Отсюда условие неразрывности гласит

$$r \Delta y c_m = \frac{\Delta V}{2\pi}.$$

С другой стороны, мы здесь опять имеем дело с потенциальным течением и нормальные линии должны иметь одинаковую разность потенциалов $\Delta\Phi$, а следовательно здесь справедливо

$$\Delta x c_m = \Delta\Phi.$$

Отсюда для криволинейного четырехугольника сетки линий тока и нормальных линий получаем зависимость

$$\frac{\Delta x}{\Delta y} = r \, \text{const}, \tag{2. 27}$$

причем Δx, Δy представляют среднюю длину сторон криволинейного четырехугольника (в противоположность обозначениям на фиг. 44).

Следовательно, по меридиональному сечению соседние линии тока и нормальные линии образуют прямоугольники, отношение сторон которых пропорционально их расстоянию от оси вращения. Криволинейные четырехугольники изменяются, следовательно, таким образом, что с ростом радиуса r сторона Δy сокращается по сравнению Δx. Приведенная выше зависимость при построении картины течения в первом приближении оказывает такую же хорошую службу, как и закон подобия для течения в элементарных участках плоского потока; ее можно еще дополнить нижеследующим определением распределения скорости вдоль нормальной линии.

Рассмотрим в плоскости меридионального (продольного) сечения бесконечно малый элемент $ABCD$ (см. фиг. 44), которому соответствует жидкое кольцо постоянного сечения. Вследствие кривизны траектории возникают центробежные силы, которые снижают давление по направлению к центру кривизны. При обозначениях, приведенных на фиг. 44, площадь сечения кольца

$$df = dxdy = \rho d\varphi dy$$

и поэтому центробежная сила, приходящаяся на единицу длины окружности при условии, что скорость в рассматриваемом месте равняется c_m и определяется из уравнения

$$dC = \frac{\gamma}{g} df \frac{c_m^2}{\rho} = \frac{\gamma}{g} d\varphi dy c_m^2.$$

Следовательно, приращение давления на длине dy нормальной линии соответствует

$$dP = \frac{dC}{dx \cdot 1} = \frac{dC}{\rho d\varphi} = \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{c_m^2}{\rho} dy.$$

Перед правой частью уравнения следует поставить знак минус, если мы будем считать y положительным по направлению к центру кривизны, следовательно, в направлении, обратном dc, что будет соответствовать ранее принятым обозначениям.

Если объединить это выражение с производной от уравнения Бернулли, т. е. согласно уравнению (2. 12a)

$$\frac{1}{\gamma} dP + \frac{c_m dc_m}{g} = 0,$$

получаем дифференциальное уравнение

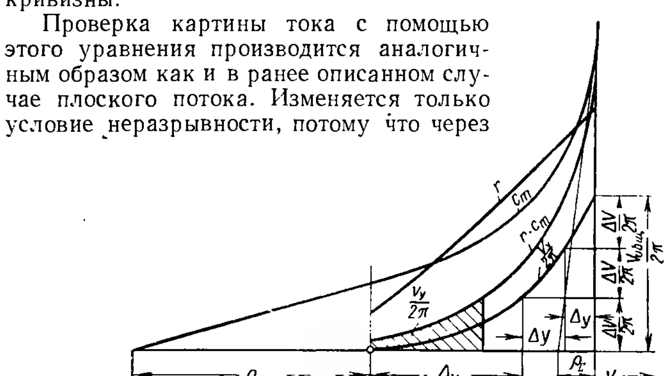
$$-\frac{dy}{\rho}+\frac{dc_m}{c_m}=0, \tag{2. 27a}$$

которое полностью совпадает с ранее выведенным уравнением (2. 24) для плоского потока. Отсюда следует, что и для этого случая можно применить уравнение (2. 25) для определения скорости

$$\ln\frac{c_m}{c_{mI}}=\int\limits_0^y\frac{dy}{\rho}. \tag{2. 28}$$

Здесь индекс I относится к тому краю канала, откуда начинается отсчет y, т. е. от поверхности канала, лежащей дальше от центра кривизны.

Проверка картины тока с помощью этого уравнения производится аналогичным образом как и в ранее описанном случае плоского потока. Изменяется только условие неразрывности, потому что через



Фиг. 45. Диаграмма для определения картины токов потенциального течения в полости вращения.

любой участок длины y нормальной линии, т. е. через соответствующую площадь кольца расход V_y составляет

$$V=\int\limits_0^y 2\pi rc_m dy=2\pi\int\limits_0^y rc_m dy, \tag{2. 29}$$

причем r зависит от y. Ввиду того, что уравнение (2. 27a) идентично уравнению (2. 24) (если c_m заменить на c); здесь также справедлива закономерность, согласно которой подкасательная y кривой c_m равна радиусу кривизны ρ линии тока (фиг. 45). Справедливо также уравнение (2. 26) и, таким образом, форму этой кривой в большинстве случаев можно достаточно точно определить, не применяя уравнения (2. 28), так как известны радиусы кривизны обеих сторон канала. Множитель 2π в уравнении (2. 29), как раньше b, входит в соответствующий масштаб линии V_y.

Здесь возможно также осуществить экспериментальные методы, для чего используется клинообразный электрический датчик [1].

2. Поток с тангенциальной (окружной) составляющей скорости c_u. Если наряду с рассмотренным меридиональным потоком имеется еще круговое движение вокруг оси, то можно оба потока объединить так, что скорости будут складываться геометрически, а давления — арифметически. Тогда меридиональные скорости c_m результирующей скорости c не будут изменяться, следовательно, не изменяются также приведенные выше выводы.

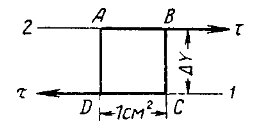
Очевидно, результирующее течение может быть свободно от вращательного движения только тогда, когда не имеет вращательного движения круговой поток, дополняющий меридиональное течение; отсюда следует, что должен быть справедлив закон площадей также в случае кругового потока. Если c_u означает окружную составляющую на расстоянии радиуса r, то должно быть справедливо равенство $c_u r = K$.

Эта форма течения была уже рассмотрена в разделе 9 как потенциальный вихрь. Здесь также скорости c_u могут недопустимо возрастать с уменьшением радиуса r и, следовательно, давление может снижаться вплоть до разрыва сплошности. Поэтому при протекании воды через полости вращения (например, через всасывающие трубы) либо не допускают вращения воды, либо вводится воздух, либо устанавливаются специальные обтекатели по оси (см. фиг. 329).

12. ТЕЧЕНИЕ РЕАЛЬНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Движение частиц жидкости происходит под влиянием сил давления, которым противодействуют массовые силы и силы вязкости. Последними мы до сих пор пренебрегали. В настоящем разделе особо рассматривается влияние вязкости на течение реальной жидкости и газов.

а) **Вязкость жидкостей и газов.** Любая жидкость обладает определенной, хотя зачастую и очень малой, вязкостью. Вязкость становится заметной вследствие возникновения касательных сил, когда частицы жидкости подвергаются изменению своей формы с конечной скоростью. Например, это имеет место тогда, когда две соседние плоскопараллельные стенки *1* и *2*, между которыми находится рассматриваемая жидкость (см. фиг. 46), перемещаются параллельно друг другу с разницей скорости Δc. Как известно из практики, преодолеваемое сопротивление пропорционально разности скоростей Δc плоскостей AB и CD и обратно пропорционально расстоянию Δy между этими



Фиг. 46. Влияние сил вязкости.

[1] Этот способ имеет тот недостаток что определяются не линии токов, а нормальные линии, которые при данном пространственном течении не аналогичны линиям токов. См. работу [20]; кроме того, работы [21] и [22].

плоскостями. В сечениях AB и CD действует, таким образом, напряжение сдвига

$$\tau = \mu \frac{\Delta c}{\Delta y}. \tag{2.30}$$

Коэффициент μ представляет, очевидно, такое напряжение сдвига, которое возникает при разности скоростей $\Delta c = 1$ *см/сек* на расстоянии $\Delta y = 1$ *см*. Его обозначают «вязкостью» жидкости. Его размерность: сила $\times$ время/длина ^{2}, следовательно в метрической системе *кг сек/м*^{2}. Важен тот факт, что напряжения пропорциональны не деформациям, как у твердых тел, а скорости деформации.

Для практических целей более удобно применять так называемую «кинематическую вязкость», а именно, вязкость μ, разделенную на плотность $\rho = \gamma/g$, потому что напряжения сдвига вызывают тем меньшую разность скорости, чем больше плотность. Следовательно [1],

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu g}{\gamma}$$

имеет, очевидно, размерность *м*^{2}*/сек*. В отличие от ν рассмотренную величину μ называют «динамической вязкостью».

Как динамическая вязкость μ, так и кинематическая вязкость ν зависят от температуры и давления. Влияние давления, однако, исчезающе мало у каплеобразной жидкости, так что в этом случае следует учитывать только температуру. В случае газов и перегретых водяных паров динамическая вязкость также мало зависит от давления (и снижается лишь при очень малых давлениях, когда приходится учитывать свободную длину пути пробега молекул). Кинематическая вязкость ν изменяется обратно пропорционально давлению при постоянной температуре, поскольку при неизменной температуре плотность порпорциональна давлению. Важно отметить, что влияние температуры противоположно у жидкостей и газов, так как у жидкостей динамическая и кинематическая вязкость уменьшается, а у газов возрастает с ростом температуры. Кроме того, у газов кинематическая вязкость исключительно высока, во всяком случае больше, чем у воды, и притом тем выше, чем ниже плотность газа; значение ν у воздуха при высоком вакууме и на большой высоте или при высоких температурах достигает значения кинематической вязкости цилиндрового масла. Отсюда видно, что снижение плотности газов исключительно повышает влияние их вязкости [27] (см. табл. 3).

б) Закон подобия Рейнольдса. При течении идеальных жидкостей, каких в действительности не существует, действуют только силы инерции, как противодействие изменениям давления (см. раздел 11). При течении реальных жидкостей возникает сила вязкости как дру-

[1] Физики применяют η с размерностью в системе CGS (*г·сек/см*^{2}) вместо μ в *кг·сек/м*^{2}. Единица вязкости называется пуаз (в честь физика Poiseuille), а кинематическая вязкость в *см*^{2}*/сек* — стокс (в честь физика Stokes). Отсюда $\eta = 98{,}1\ \mu$; кроме того, $\nu_{техн} = 10^{-4}\ \nu_{физ}$. Другой размерностью для кинематической вязкости является градусы по Энглеру (E), причем $10^6 \nu = E^\circ \cdot 7{,}6\ (1 - 1/E^2)$.

Значения $10^6 \cdot \nu$ ($м^2/сек$) в зависимости от температуры [23], [24], [25] и [26]

Среда	Температура								
	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	80°	100°
Чистая вода . .	1,79	1,31	1,01	0,805	0,658	0,556	0,478	0,366	0,295
Морская вода с 2% соли . . .	1,815	1,334	1,032	0,827					
То же с 4% соли	1,834	1,360	1,058	0,840					
Нефть [1]		2,89	2,32	1,88	1,60				
Веретениое масло [1]			52		20		8	5	
Машинное масло		180—730	130—500	50—170	30—105				
Цилиндровое масло [1]					1000		180	70	40
Сырая нефть [2] . .		13—10 000	9—3000	7—1000	5—500				
Воздух [3]	13 36	14.27	15.17	16,08	16,99	17.93	18,9	20,9	23,1
Водород [3]	94,27	100 4	106,6	112,7	118,8				
Углекислота [3] . .	7,16	7,70	8,25	8,79	9,34				

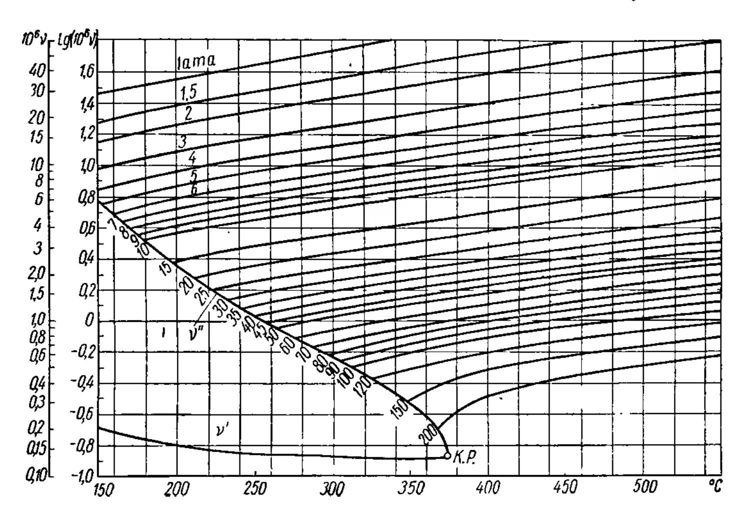
[1] Средние значения.
[2] В зависимости от происхождения нефти.
[3] При давлении 760 *мм* рт. ст.; при других значениях давления кинематическая вязкость по табличным данным получается обратно пропорциональной давлению. Значения для воздуха пропорциональны $T^{1,7}$ до 700° С. Для водяных паров приводится диаграмма (фиг. 47).

гая внутренняя сила, которая влияет в большей или меньшей степени на картину течения. Чем больше влияние силы вязкости, тем больше течение жидкости должно отклоняться от течения идеальной жидкости, которая рассматривалась в предыдущем разделе, если только поток не становится вновь подобным потоку идеальной жидкости, в случае, когда можно пренебречь массовыми силами (см. примечание на стр. 90) или если не исчезает адгезия со стенками, в случае исчезновения вязкости. Следовательно, течение жидкости будет характеризоваться отношением массовых сил к силам вязкости. Рассмотрим определенную форму потока, например, через трубу диаметром d, получим при различных значениях диаметра подобные картины течения в том случае, когда будет оставаться постоянным отношение массовых сил к силам вязкости. Обозначим через c скорость в определенном, но произвольно выбранном месте: тогда в случае подобия и согласно закону количества движения массовые силы будут изменяться пропорционально $\gamma c^2/g$; силе вязкости, согласно уравнению (2. 30) пропорциональны $\mu \Delta c/\Delta y$, а также пропорционально $\mu c d$, потому что при подобных потоках изменение скорости $\frac{\Delta c}{\Delta y}$

прямо пропорционально скорости c и обратно пропорционально диаметру d. Следовательно, отношение обеих сил равняется

$$\mathrm{Re} = \frac{\gamma c^2/g}{\mu c/d} = \frac{cd}{\mu g/\gamma} = \frac{cd}{\nu}. \tag{2.31}$$

Этот параметр называют числом Рейнольдса, потому что его значение было впервые показано Осборном Рейнольдсом [28]. Этот параметр размерности не имеет. При течении в канале произвольной



Фиг. 47. Кинематическая вязкость кипящей воды ν', сухого насыщенного водяного пара ν'' и перегретого водяного пара ν при различном давлении в зависимости от температуры (нанесены логарифмы значения ν).

формы, а также при обтекании тел любой формы, за величину d в уравнении (2. 31) можно принять любой подходящий (характерный) линейный размер канала или тела.

Для точно геометрически подобных тел, у которых геометрически подобны также местные шероховатости поверхности, и для одинаковых чисел Рейнольдса картины течения будут подобны во всех своих отдельных частях. При этом важно отметить, что характер жидкости не играет роли. Чем больше число Рейнольдса, тем менее действуют силы вязкости по сравнению с массовыми силами. Однако даже при больших числах Рейнольдса не достигается полное исключение сил вязкости вследствие прилипания жидкости к стенкам, что оказывает особое влияние на течения с торможением скорости (см. раздел 13, п. б).

Закон подобия позволяет установить важные законы для гидравлических сопротивлений. В то время как при течении идеальной жидкости никакая форма канала, даже самая неблагоприятная,

не может вызвать потерь энергии, при наличии вязкости появляются сопротивления либо за счет прилипания жидкости к стенкам, т. е. из-за трения о стенки, либо за счет сил давления, потому что затрудняется восстановление давления позади тела. Для подобных потоков, при равных значениях чисел Рейнольдса, потери энергии (*м·кг/кг*) отнесенные к одному килограмму жидкости, т. е. сопротивление h_w, выраженное в метрах столба жидкости, должно быть пропорционально значению скоростного напора $c^2/2g$, потому что массовые силы ему пропорциональны, а отношение массовых сил к силам вязкости остается одинаковым, поскольку число Рейнольдса одинаково. Следовательно,

$$h_w = \zeta \frac{c^2}{2g}. \qquad (2.32)$$

Очевидно, что коэффициент ζ представляет функцию числа Рейнольдса, так как с изменением числа Рейнольдса изменяется отношение между силами вязкости и массовыми силами.

Справедливость закона подобия была подтверждена большим количеством опытов. Ему подчиняется любой процесс течения, если только не играет значительной роли сила тяжести (при наличии свободных поверхностей) и когда не происходит изменений агрегатного состояния, в особенности образования пустот из-за испарения (кавитации) или приближение к скорости звука в случае газов. Например, с помощью закона подобия можно перенести результаты экспериментов на моделях центробежных колес на нормальные большие размеры независимо от того были проведены опыты с воздухом или водой. Закон подобия позволяет правильно оценить экспериментальный материал и облегчает осуществление опытов.

13. ПРИМЕРЫ РЕАЛЬНЫХ ПОТОКОВ

Большинство рассматриваемых жидкостей (вода, воздух, пар) имеет очень малую вязкость. Несмотря на это возникает сильное отклонение от идеального потока вследствие прилипания к стенкам.

а) Течение в прямых трубах. Важнейший случай представляет течение по трубопроводам. В цилиндрической трубе диаметром d при постоянных характеристиках потока во времени и по всей длине потери давления вследствие трения становятся всюду одинаковыми. Тогда коэффициент ζ в уравнении (2. 32) будет изменяться пропорционально длине и обратно пропорционально диаметру d, следовательно сопротивлению трения

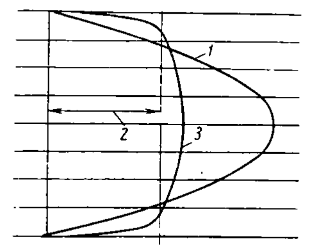
$$Z_r = \lambda \frac{l}{d} \cdot \frac{c^2}{2g}, \qquad (2.33)$$

причем λ — функция числа Рейнольдса;

$\bar{c}$ — средняя скорость, т. е. отношение расхода к сечению.

Кроме того, можно считать давление по сечению трубы постоянным; так как линии тока в среднем параллельны оси, следовательно, массовые силы, действующие поперек потока, отсутствуют;

1. Очень малые значения числа Рейнольдса $Re = cd/v < 1$. Ламинарное или струйное течение. Этот вид течения характеризуется тем, что преимущественно действуют силы вязкости, так что можно пренебречь массовыми силами. Этот вид течения имеет мало значения для случая течения по трубам, но он, например, играет роль в случае тонкого слоя между двумя пластинами, который был рассмотрен Хилл Шоу, а также в случае трения смазочного вещества в подшипниках (причем изменяется сечение потока).



Фиг. 48. Распределение скоростей в трубе круглого сечения при ламинарном и турбулентном сечении, отнесенное к одинаковой средней скорости:

1 — скорости турбулентного течения; *2* — средняя скорость; *3* — скорости ламинарного течения.

2. Малые числа Рейнольдса: $1 < Re < 2800$. При этом ламинарном течении (струйное течение, называемое иногда также режимом Гагена — Пуазейля) массовые силы заметны в случае изменений сечения или направления, так как эти силы примерно имеют одинаковый порядок величины, как и силы вязкости. Но в трубе все частицы не перемешиваются и перемещаются по параллельным путям. Если определить на основании уравнения (2. 30), учитывая прилипание жидкости к стенкам, распределение скорости по сечению трубы, то можно показать, что скорость изменяется по закону параболы, главной осью которой служит ось трубы (фиг. 48). Потеря напора здесь пропорциональна первой степени скорости. Если сопоставить этот вывод с уравнением (2. 33), то для цилиндрической трубы при $Re = \bar{c}d/\nu$ получаем

$$\lambda = \frac{64}{Re}, \qquad (2.\ 34)$$

т. е. λ обратно пропорциональна скорости. В случае нецилиндрических сечений трубы вместо числа 64 в этом уравнении появляются другие значения. В очень важном случае ламинарного течения, а именно плоского потока между параллельными стенками с малым расстоянием b (щели) имеем λ -- 96Re, если в это выражение ввести $d = 2b$ (см. раздел 15).

Особенность ламинарного течения состоит в том, что на него не влияет шероховатость стенок. Следовательно, значения для λ применимы как для шероховатых, так и для гладких стенок. Согласно сказанному выше предположению ламинарное течение следует ожидать только при малых числах Рейнольдса, максимальное значение которого называется критическим числом Рейнольдса. Для трубы с круглым сечением это критическое число Рейнольдса равняется

$$Re \leqslant 2320, \qquad (2.\ 35)$$

тогда течение всегда ламинарное, даже при неупорядоченных условиях входа. Однако труба, которая острыми краями присоединена

к баку с плоскими стенками имеет уже более высокое критическое значение числа Рейнольдса, равное 2800 [29]. Наоборот, при плавном хорошо скругленном заборнике критическое значение числа Рейнольдса доходит до 40 000 и выше [29].

Положив в основу критическое число Рейнольдса 2800, получим критическую скорость течения воды при 20° С ($\nu = 10^{-6}$ $м^2/сек$), когда диаметр d измерен в метрах, равную

$$c_{крит} = \frac{2800 \cdot 10^{-6}}{d} = \frac{0{,}0028}{d} \; м/сек. \qquad (2.36)$$

Например, при $d = 200$ *мм* $= 0{,}02$ *м* критическая скорость равняется 0,14 *м/сек*. Как видно, у центробежных водяных насосов скорости лежат значительно выше критической. То же самое можно сказать при нагнетании воздуха, если только давление не очень мало, потому что в этих случаях не очень высокая температура, а кинетическая вязкость очень велика. В противоположность этому движение масла большей частью происходит в ламинарной области.

3. Большие числа Рейнольдса: Re больше 2800. Турбулентное течение. Еще Рейнольдс на опытах с красителями, вводимыми в стеклянные трубки по оси, показал, что краситель перемещается прямолинейно при малых скоростях, а при больших скоростях распространяется волнообразно и распределяется по всему количеству протекающей жидкости, т. е. течение становится турбулентным. Происходит переход от ламинарного к турбулентному течению, когда скатываются частицы, приставшие к стенкам. Этот переход совершается между двумя определенными числами Рейнольдса [30]. При образовании турбулентного течения непрерывно отделяются частицы жидкости с вращательным движением. Эти частицы вновь ускоряются главным потоком, в то время как другие частицы, находящиеся на границе ядра потока и пограничного слоя, захватываются последним и тормозятся.

Этот непрерывный обмен частицами жидкости и представляет собой действительный источник сопротивления течения (кажущееся трение вследствие турбулентного перемешивания); он распространяется на весь поток и постепенно затухает у оси, так что на течение параллельными струями накладывается беспорядочное вторичное вихревое движение. Отделение ядра потока от пограничного слоя, сказывается на увеличении напряжения сдвига стенок, следовательно, на повышении сопротивления больше, чем в случае ламинарного течения. Кроме того, скорость (т. е. среднее значение во времени в определенном месте) более равномерно распределена по сечению, чем при ламинарном течении. На фиг. 48 даны соотношения скорости при ламинарном и турбулентном течении при одинаковой средней скорости $\bar{c}$. Следует отметить сравнительно высокую скорость турбулентного течения вблизи стенок. В тонком пограничном слое она падает до нуля. Отсюда можно с достаточным приближением допустить, что турбулентное течение на большом расстоянии от стенки следует закону потенциального течения. Чем выше число Рейнольдса, тем более равномерным является течение. В ламинарной области

для круглой трубы имеем $\bar{c}_{max}/\bar{c} = 2$, а в турбулентной области при числе Рейнольдса 13 000 это отношение равно 1,23, при числе Рейнольдса $16 \cdot 10^6$ соответственно 1,17.

Сопротивление течению можно определить только экспериментально. Для гладких труб согласно закону Блазиуса [31] при числе Рейнольдса до $3 \cdot 10^5$ эта величина равна

$$\lambda_{гладк} = 0{,}3164 \mathrm{Re}^{-0{,}25}, \qquad (2.37)$$

где $\mathrm{Re} = \bar{c}d/\nu$. Для воды с температурой 20° С при кинематической вязкости 10^{-6} *м²/сек* получаем $\lambda_{гладк} = 0{,}010\ (\bar{c}d)^{-0{,}25}$.

Важно отметить, что сопротивление трения h_r, согласно уравнению (2. 33), растет пропорционально не квадрату скорости, а степени 1,75. В действительности абсолютное значение степени уравнения (2. 37) уменьшается с ростом числа Рейнольдса и при $\mathrm{Re} = 10^8$ составляет только половину [32] указанной величины, т. е. всего только 0,126.

Для всей турбулентной области справедливо равенство Прандтля — Никурадзе [34]

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_{гладк}}} = 2{,}0 \lg\left(\mathrm{Re}\sqrt{\lambda_{гладк}}\right) - 0{,}8, \qquad (2.38)$$

причем, величина $\lambda_{гладк}$ определяется путем последовательного приближения. Гладкой считается стенка, когда высота шероховатости не выходит за пределы ламинарного подслоя пограничного слоя, который имеет место даже при турбулентном пограничном слое в непосредственной близости около стенок, и толщина которых составляет лишь очень малую долю толщины турбулентного пограничного слоя.

У шероховатых труб увеличивается коэффициент сопротивления турбулентного течения тем больше, чем больше средняя высота шероховатости k по сравнению с радиусом трубы r. В случае шероховатости, созданной песком, т. е. равномерно распределенной по поверхности трубы, Никурадзе [35] определил значения сопротивления, которые на фиг. 49 нанесены в логарифмическом масштабе. В области больших чисел Рейнольдса значение λ, очевидно, не зависит от числа Рейнольдса, так что h_r изменяется по квадратичной зависимости от $\bar{c}$.

При малых значениях числа Рейнольдса величина λ для не особенно шероховатых труб в турбулентной области совпадает с величиной для гладких труб.

Шероховатые поверхности ведут себя здесь как гладкие, потому что шероховатость не выходит еще за пределы ламинарного подслоя пограничного слоя. Только тогда, когда число Рейнольдса превышает определенное предельное значение, кривая $h = f$ (lg Re) отклоняется от прямой, справедливой для гладкой трубы и становится заметным влияние шероховатости поверхностей труб. Это предельное значение числа Рейнольдса имеет особое практическое значение, потому что только при превышении этого числа имеет смысл сгла-

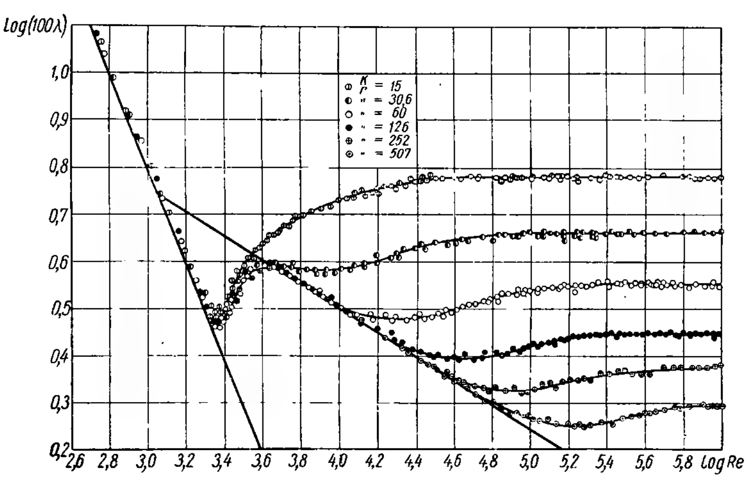
живать шероховатые поверхности. Очевидно предельное значение числа Рейнольдса является функцией шероховатости; можно считать, что [36]

$$\mathrm{Re}_{gr}\frac{k}{r}=\mathrm{const}$$

или

$$\frac{\bar{c}2r}{\nu}\cdot\frac{k}{r}=2\frac{k\bar{c}}{\nu}\equiv 2\mathrm{Re}_k=\mathrm{const},$$

Следовательно, существует определенный показатель $\mathrm{Re}_k = k\bar{c}/\nu$ при превышении которого высота бугорков шероховатости k вообще



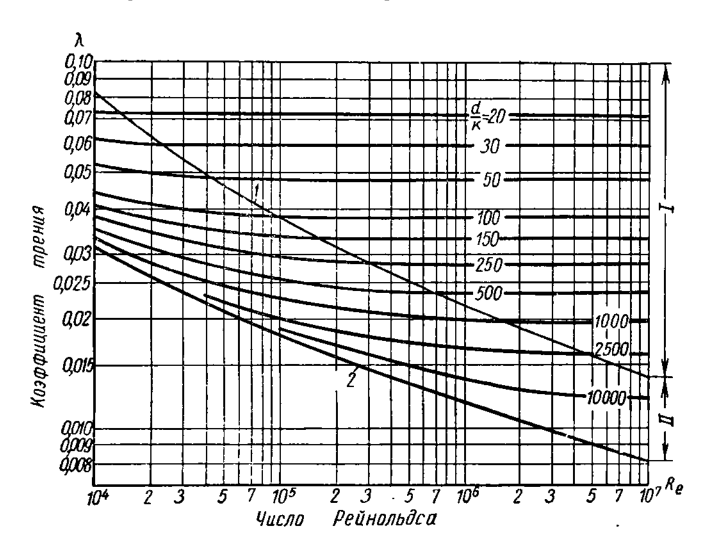
Фиг. 49. Сопротивление трения в трубе с равномерной зернистой шероховатостью в зависимости от числа Рейнольдса и относительной шероховатостью k/r (по данным Никурадзе).

становится значимой; его можно назвать критерием бугорковой шероховатости. Независимость этого критерия от радиуса трубы обусловливается тем, что диаметр трубы не влияет на течение в тонком пограничном слое. Шероховатость начинает оказывать влияние лишь при превышении значения

$$k\bar{c}/\nu\approx 100. \qquad (2.39)$$

Отсюда следует, что создание возможно меньшей шероховатости поверхности k оправдывается тем больше, чем больше скорость; при этом не играет роли масштаб конструкции. Очевидно это имеет большое практическое значение, так как благодаря этому можно устранить излишнюю обработку поверхности стенок.

Закономерность, выражаемая уравнением (2. 39), может быть распространена на другие виды течения, например, в каналах между лопатками турбин и насосов; при этом в качестве средней скорости $\bar{c}$ может быть принята скорость набегающего потока [38]. Получаются допустимые значения шероховатости в пределах 1/50 000 до 1/500 *мм*, чего, однако, невозможно достигнуть даже у новых лопаток. Этот вывод справедлив, если даже принять во внимание, что обычно



Фиг. 50. Кривые коэффициента трения в трубе при обычной технической шероховатости. Значения шероховатостей k определяются по таблице: Тонкая кривая характеризует границу полностью установившегося течения в шероховатых трубах с постоянным значением λ, т. е. области квадратичного закона сопротивления:

1 — граничная кривая; *2* — гидравлически гладкая труба.

бугорки шероховатости не так плотно расположены, как в случае шероховатостей, создаваемых песком, а поэтому может быть допущена несколько бóльшая их величина.

Кривые λ, изображенные на фиг. 49 для шероховатостей, созданных песком, не применимы к шероховатости реальных труб. В этом случае величина λ уменьшается непрерывно с ростом числа Рейнольдса до некоторого постоянного значения, как показано на фиг. 50, на которой приведена сетка кривых $h = f$ (Re) при постоянном параметре [41] d/k. Область постоянных значений λ, при которых согласно уравнению (2. 33) справедлива квадратичная закономерность сопротивления (область *I*), ограничена пунктирной граничной кривой от области снижающих значений λ, когда еще неполностью образуется течение, обусловленное шероховатостью (область *II*).

Согласно зависимостям, найденным Прандтлем [42] и Кольбруком [43] получаем для λ:

в области *I* $$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2\lg\frac{d}{k} + 1{,}14,$$

в области *II* $$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2\lg\left(\frac{2{,}51}{\mathrm{Re}\sqrt{\lambda}} + \frac{k}{3{,}72d}\right), \quad (2.40)$$

для граничной кривой $$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = \frac{\mathrm{Re}}{200}\cdot\frac{k}{d}.$$

Удобнее определить величину λ по диаграммам фиг. 50, чем вычислять ее по приведенным выше формулам; при этом следует использовать значение шероховатости, приведенные в табл. 4.

Таблица 4

Исходные показатели k шероховатости

Материал трубы	Состояние поверхности стенок	Шероховатость k в *мм*
Стальная труба тянутая	Новая	0,03
Сварная стальная труба	Новая, битуминизированная	0,05
	Использованная, битум отчасти растворился, ржавые места	0,1
	Использованная, равномерные ржавые наросты после многолетней эксплуатации (среднее значение для дальних газопроводов)	0,5
	Образование тонкой корки	1,5
	Образование толстой корки	2—4
Стальная труба, клепанная	Различное	1—10
Чугунная труба	Новая, битуминизированная	0,1 —0,15
	Новая, без битума	0,25—0,5
	Использованная, ржавые места	1—1,5
	Сильное образование корки	2—4
Деревянная труба	Различное	0,2—1
Бетонная труба	С гладким покрытием	0,3 -0,8
» »	Шероховатая	1—3
Асбоцементная труба		0,1

Здесь также при малых числах Рейнольдса кривые λ совпадают с прямыми для гладких труб, так что можно считать справедливыми выводы, относящиеся к уравнению (2. 39). Возможны также волнообразные отложения, которые особенно повышают сопротивление [44].

Почти всегда наблюдающееся падение λ с ростом числа Рейнольдса обусловлено уменьшением влияния сил вязкости по сравнению с массовыми силами. Отсюда же становится понятно, почему к. п. д. одного и того же центробежного насоса улучшается с ростом числа оборотов до определенного предела, где заметно влияние кавитации или приближение к скорости звука. О характере течения по трубам при больших изменениях плотности см. в разделе 14.

4. Входной (начальный) участок. Приведенные выше уравнения для сопротивления λ применимы только к установившемуся движению жидкости. Для полного образования установившейся турбулентности необходим достаточной длины входной участок, который при наличии острых входных кромок длиннее, чем при хорошо закругленном входе. При хорошо закругленном входе всасываемая неподвижная жидкость течет с одинаковой скоростью от начала трубы по всему сечению и только постепенно наступает снижение скорости у стенок, как было описано выше. Вследствие быстрого снижения скорости у стенок и возрастания скорости по оси выше среднего значения, сопротивление растет на начальном участке, а именно, следует принять величину λ на 14% выше, чем для установившегося движения.

Если длина даже начального участка может быть в 100 раз больше диаметра трубы, практически после 30 ÷ 40 d нельзя больше обнаружить какой-либо разницы и уже после $10d$ наблюдается достаточно полное совпадение с установившейся турбулентностью.

5. Каналы произвольного сечения. К этим каналам могут быть применены уравнения, выведенные для круглых труб, если вместо диаметра d ввести выражение

$$d = \frac{4F}{u} = \frac{4 \times \text{площадь сечения}}{\text{смачиваемый периметр}}. \qquad (2.41)$$

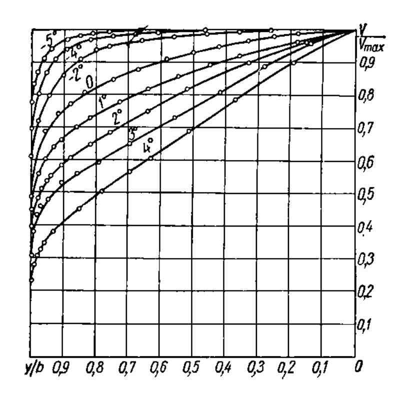
Наблюдения [46] показывают достаточное совпадение даже в случае, когда не вся окружность сечения смачивается, как например, в случае открытого потока.

При сточных водах и суспензиях вместо ламинарного течения однородной жидкости возникает «пластическое течение» с той особенностью, что оно возникает при определенном минимальном значении напряжения смещения, «пределе текучести». При критическом числе Рейнольдса здесь также происходит переход к турбулентному течению, при котором приближенно справедлив тот же закон сопротивления как и для однородной жидкости [47].

6. Сужающиеся и расширяющиеся каналы. На фиг. 51 даны кривые распределения скорости на половине ширины прямоугольного сечения выхода суженного или расширенного канала при плоском турбулентном течении, согласно опытам Никурадзе [48]. Отмеченный на кривых угол представляет половину угла раскрытия (следовательно $\varepsilon/2$ на фиг. 52), причем отрицательные значения относятся к сужающемуся каналу. По абсциссе (фиг. 51) нанесены отношения расстояния y от середины канала до половины ширины b, рассматриваемого сечения канала; по ординате нанесено отношение скорости v к максимальной скорости v_{max} в середине. Можно видеть, что кривая распределения скорости в каналах с параллельными стенками имеет более крутой подъем, чем кривая для сужающегося канала, но протекает более полого, чем кривая для расширяющегося канала.

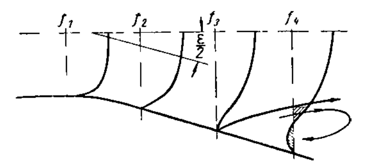
Рассмотрим сужающийся канал (превращение давления в скоростной напор). На фиг. 51 показано, что движение жидкости здесь почти так же благоприятно, как и в случае идеальной жидкости.

Это имеем место при движении жидкости в каналах турбин. Однако это можно попытаться осуществить также и в центробежных насосах в тех полостях, где не обязательно требуется торможение потока жидкости. Более благоприятные условия течения в суживающемся канале связаны, конечно, с условием, чтобы его форма по направлению к выходу не имела сильной кривизны, так как иначе возникают местные повышенные скорости с соответствующим торможением на прилегающих участках (см. фиг. 41 и 85).



Фиг. 51. Распределение скорости на половине ширины прямоугольного сечения сужающегося и расширяющегося каналов.

б) Расширяющийся канал или диффузор (преобразование скоростного напора в давление). В этом случае, как видно из графика, приведенного на фиг. 51, возникает большая неравномерность скорости по се-



Фиг. 52. Распределение скоростей в расширяющемся канале.

чению, что объясняется следующим: медленно перемещающиеся частицы вблизи стенок, согласно закону Бернулли, уменьшают свой скоростной напор примерно на столько же, как и быстро движущиеся частицы в середине канала, так как давление можно принять приблизительно постоянным в любом поперечном сечении. Исходя из этого, под влиянием трения о стенки и торможения вследствие турбулентного обмена частицами жидкости и происходит постепенное изменение начального распределения скорости, изображенное на фиг. 52. Можно видеть, что в том сечении, где касательная k кривой скорости нормальна к оси начинается образование обратных токов и соответственно образуются вихревые зоны, в которых столько же жидкости течет вперед, сколько и назад. Этот отрыв потока, который в действительности всегда происходит с одной стороны, но вследствие незначительных изменений условий течения перебрасывается с одной стенки канала на другую, очевидно изменяет картину течения. Описанная картина течения препятствует повышению давления и связана со значительными потерями энергии. Образование вихревых зон можно предотвратить только в тех случаях, когда процесс торможения организован таким образом, что турбулентный обмен импульсами с жидкостью, текущей к середине канала, будет препятствовать снижению скорости до нуля.

Наиболее благоприятный угол расширения ε принимается большей частью от 8 до 10° [49], но часто делают этот угол больше, причем тем больше, чем короче входной участок перед диффузором и тем меньше отношение F_2/F_1 конечного сечения к начальному [50]. Само собой понятно, что следует избегать острых кромок в начале и конце диффузора при переходе к участку канала постоянного сечения. При данном отношении сечений, отнесенном к длине, лучше всего применять конические каналы. При этом, как показывает опыт, наложение вращения на продольное движение оказывает благоприятное влияние, если только связанное с ним снижение давления по направлению к оси не вызовет образования пустот или интенсивного вихреобразования (см. фиг. 26).

Принимая во внимание эти обстоятельства, можно достигнуть значительного увеличения максимального допустимого значения угла расширения ε. Шероховатость стенок ухудшает результаты в тем большей степени, чем больше отношение выходного сечения к начальному [1].

С трением о стенки связано то обстоятельство, что очень малые углы расширения становятся неблагоприятными, потому что удлиняется канал [51]. Поэтому наилучший к. п. д. преобразования скоростного напора в давление получается тогда, когда поток вдоль всего диффузора находится на грани срыва. При этом следует учесть, что преобразование напора в давление в конце диффузора еще не заканчивается из-за неравномерного распределения скорости в канале [52], как это видно на фиг. 52; требуется достаточно длинный выравнивающий участок после диффузора [54] длиной не менее четырех диаметров (см. раздел 8).

Диффузоры с небольшим расширением с успехом можно заменить внезапным расширением [55] (согласно фиг. 18), поскольку потери Борда-Карно на внезапное расширение исчезающе малы при небольшом увеличении сечения. Если коэффициент потерь ζ в уравнении (2. 42) при внезапном расширении принять равным

$$\zeta = \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2,$$

а у диффузора

$$\zeta = 0{,}2 \left[1 - \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2\right],$$

то равенство потерь соответствует равенству

$$\left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2 = 0{,}2 \left[1 - \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2\right],$$

откуда, после деления на $(1 - F_1/F_2)$, получаем $F_1 : F_2 = 2 : 3$.

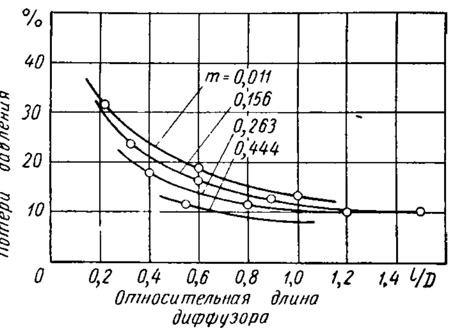
Если получается меньшее значение для отношения сечений, то большей частью следует предпочесть внезапное расширение постепенному торможению.

---

[1] В ряде случаев увеличение шероховатости стенок, усиливая турбулизацию потока и соответственно обмен импульсами между ядром потока и пограничным слоем, приводило к улучшению работы диффузоров. *Прим. ред.*

Целесообразно обрезать диффузор в случае внезапного расширения в том сечении, где возникает срыв и перейти скачкообразно к конечному сечению, как, например, делается у короткой трубки Вентури [56]. Опыты показали [57], что у таких ступенчатых диффузоров наиболее благоприятный угол расширения получается тем больше, чем короче диффузор; при углах расширения приблизительно от 15 до 20° в сочетании с отношением сечений около 4 достигается еще коэффициент потерь приблизительно от 0,15 до 0,18 [см. уравнение (2. 42)].

У прямоугольных каналов больших размеров (например, дымоходы паровых котлов) известного улучшения можно добиться ступенчатым расположением направляющих лопаток, которые должны быть короткими со слабой кривизной, поскольку такие лопатки повышают энергетический уровень пограничного слоя. Особенно эффективным было бы отсасывание пограничного слоя, для осуществления которого, однако, еще не найдено экономического решения в применении к диффузорам центробежных насосов.



Фиг. 53. Минимально достижимые потери давления в трубке Вентури при благоприятном угле расширения.

У газовых потоков со значительным изменением плотности допускаются меньшие углы расширения, которые пересчитываются по данным раздела 14 п. б.

Потеря напора (без трения о стенки) в метрах столба жидкости вычисляется по формуле

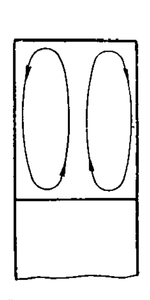
$$h_v = \zeta \frac{c_1^2 - c_2^2}{2g} = \zeta \frac{c_1^2}{2g}(1 - m^2), \tag{2. 42}$$

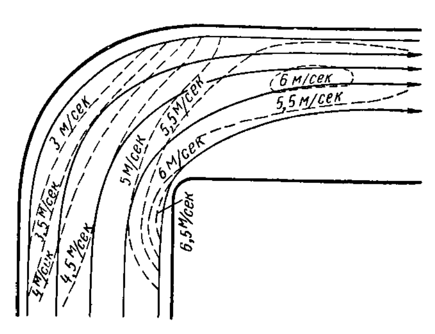
где $m = F_1/F_2$; коэффициент ζ для конических сопел определяется по кривым фиг. 53 для случая наиболее благоприятной конфигурации. Экспериментальные данные [52], [53] были получены на коротких трубах Вентури, т. е. на конусных диффузорах с плавными очертаниями входа и ступенчатым переходом к цилиндрической части канала.

Вращающиеся диффузоры, как например, рабочие каналы центробежных насосов, ведут себя более благоприятно, чем неподвижные, потому что здесь пограничный слой отсасывается центробежными силами большей частью по направлению потока (у осевых насосов перпендикулярно к нему).

в) Криволинейные каналы. В этих каналах также наблюдается отрыв потока там, где пограничный слой вынужден течь навстречу повышению давления. Эти места определяются тем, что струйки

потенциального течения, расположенные у стенки, расширяются, что имеет место, согласно фиг. 42, на входе колена снаружи (на большом радиусе) и на выходе из колена внутри. Кроме того, в криволинейных каналах возникают вторичные течения (фиг. 54), которые накладываются на основное течение [58]. Ввиду того что центробежные силы, действующие на частицы у боковых стенок, недостаточны для уравновешивания центробежных сил, действующих на частицы, находящиеся в середине канала, последние будут вытесняться наружу и смещать медленно перемещающиеся частицы к оси


Фиг. 54. Вторичное круговое движение.



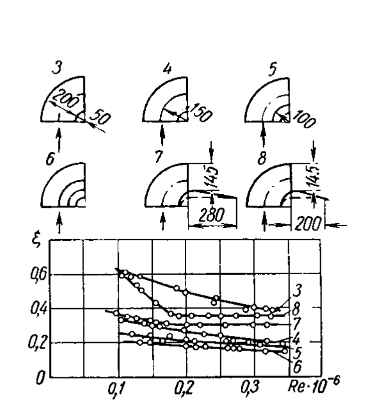
Фиг. 55. Действительное течение в криволинейном канале (средняя скорость равна 4,18 *м*).

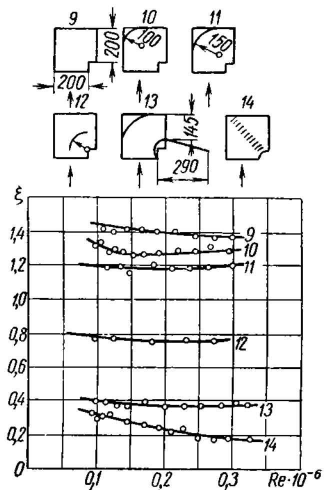
канала. На фиг. 55 показаны линии токов в средней плоскости колена прямоугольного сечения, параллельно плоскости кривизны (согласно опытам Кордье [59], [60], [61] и [62]). Отчетливо виден срыв потока внутри, как раз там, где согласно фиг. 42 должно происходить расширение струй. Этот срыв усиливается вследствие малого радиуса кривизны. Другие места расширения, которые расположены снаружи у входа, согласно фиг. 42, не всегда приводят к срыву потока, что следует объяснить малой кривизной, последующим ускорением и отсасывающим воздействием вращательного движения, изображенного на фиг. 54. На фиг. 55 заметно сильное увеличение скорости позади колена вследствие срыва струй. Это двойное изменение скорости, естественно, связано со значительными потерями, аналогичными потерям в случае расширяющихся каналов. Если включить несколько колен (под 90°) непосредственно друг за другом с плоской или пространственной кривизной, то уменьшается сопротивление отдельных колен [63], [64]. При этом следует иметь в виду, что два непосредственно следующих друг за другом колена по 90°, которые расположены в двух перпендикулярных друг другу плоскостях, создают потенциальный вихрь, направление вращения которого совпадает с первым коленом [65].

На потери в изогнутых каналах и коленах с прямоугольным сечением весьма положительно сказывается установка гладких направляющих поверхностей. На фиг. 56 показано влияние подобных вста-

вок на течение жидкости в коленах с квадратным сечением (длиной 200 *мм*), согласно опытам, которые были осуществлены на машиностроительном факультете высшей технической школы в Цюрихе [66]. На фиг. 56 слева даны кривые для колен с малым радиусом кривизны, а справа — для отводов с прямоугольным сечением. Значения коэффициента ζ, нанесенные на оси ординат, характеризуют сопротивление в долях скоростного напора средней скорости. По оси абсцисс нанесены числа Рейнольдса. Эти кривые указывают на различные пути снижения потерь давления. В частности, благоприятное влияние оказывают:

1) большое количество направляющих поверхностей (конструк-





Фиг. 56. Влияние формы колена и числа Рейнольдса на коэффициент потерь.

ция 6 и 14), причем наблюдается заметное снижение коэффициентов потерь с ростом числа Рейнольдса [67];

2) отдельные направляющие лопатки, если они расположены вблизи внутренней стенки (конструкция 5 и 4).

3) большой внутренний радиус кривизны, в то время как округление наружных углов прямоугольного перехода создает лишь незначительное улучшение (конструкция 11 и 13);

4) заполнение внутреннего мертвого пространства, когда оно образует достаточно плавный диффузор позади колена (конструкция 7 и 13);

5) в коленах прямоугольного сечения особенно эффективным оказывается диагональное расположение отклоняющей решетки (конструкции 14) [68], [69].

Следует упомянуть, что вместо диагонального расположения (конструкции 14) эффективное воздействие оказывает особое расположение тонких и коротких направляющих лопаток у больших конструкций, работающих как один разрезной профиль согласно

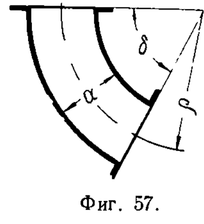
способу Феттингер — Фрей [68]; это расположение имеет то преимущество, что канал сохраняет проходимость.

Коэффициент ζ сильно снижается с уменьшением угла δ колена (фиг. 57) и с уменьшением отношения a/ρ. Для ориентировочной оценки для гладких колен круглого сечения со средним радиусом кривизны ρ, равным ($4 \div 10$)-кратному значению ширины сечения a можно принять согласно Прандтлю при отклонениях потока

$$\delta = 22{,}5^\circ \quad 45^\circ \quad 60^\circ \quad 90^\circ$$

$$\zeta = 0{,}045 \; 0{,}075 \; 0{,}09 \; 0{,}10$$

Повторные исследования показали, что небольшое расширение колена в средней части при одинаковых размерах входного и выходного сечения снижает потери в нем.



Фиг. 57.

г) Полости вращения. Изменение закона площадей вследствие трения. В центробежных насосах образуются полости вращения, которые примыкают к выходу из рабочего колеса; в них большей частью размещаются направляющие лопатки, ускоряющие торможение потока (см. раздел 71). Во многих случаях достаточное замедление скорости можно достичь, даже отказавшись от направляющих лопаток, т. е. с помощью «безлопаточного диффузора» (см. раздел 75).

Рассмотрим, какое влияние оказывает трение на это свободное течение в полости вращения, которое наряду с меридиональной составляющей скорости a_m обладает также тангенциальной (окружной) составляющей c_u. Для идеальной жидкости это течение рассматривается как потенциальное с циркуляцией (см. фиг. 43). В разделах 9б и 9г был выведен закон количества движения (закон площадей)

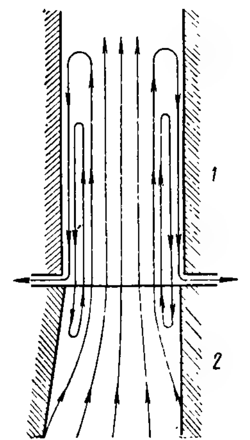
$$rc_u = r_2 c_{3u} = \text{const}, \qquad (2.43)$$

когда c_{3u} означает окружную составляющую скорости на определенном радиусе r_2, например, на окружности рабочего колеса.

При наличии трения очевидно создаются явления, аналогичные тем, которые были рассмотрены в п. «б» настоящего раздела для случая расширяющегося канала. При меридиональном течении, следовательно, при чистом течении источника можно принять угол расширения $\varepsilon = 360^\circ$; но, ввиду того, что отсутствуют радиальные направляющие стенки, это большое расширение не может вызвать срыва потока. Обратные токи могут возникать только на боковых направляющих стенках (фиг. 58). Эти явления усиливаются, когда повышение давления происходит по направлению к периферии вследствие наложения кругового движения, следовательно снижения скорости c_u, поскольку влияние обмена импульсами на меридиональную составляющую скорости большей частью незначительно при малых значениях скорости c_m. Этот случай имеет место при небольшом наклоне α линий тока, что, как правило, встречается у насосов

[74], [75]. Хотя вихревые зоны и активизируются вследствие обменного (обратного) движения на периферии колеса, но, с другой стороны, этот процесс поддерживается тем, что уже на выходе из колеса, т. е. на входе в безлопаточный диффузор скорость большей частью не так равномерно распределена по ширине канала b_3, как при движении в трубах в условиях полностью стабилизированной турбулентности.

Несмотря на то, что приходится вследствие этого считаться с разницей скоростей в середине канала и около стенок, часто с образованием вихревых зон, то все же целесообразно определить условия, которые со-



Фиг. 58. Срыв и обратные токи за выходом из рабочего колеса вследствие торможения:

1 — безлопаточный кольцевой диффузор; 2 — рабочее колесо.

Фиг. 59. Радиальная полость вращения за центробежным колесом.

Фиг. 60. Течение в полости вращения.

здаются при предположении равномерного течения по всей ширине канала b, так как благодаря этому создается вообще возможность расчета, в чем существует большая потребность. причем результаты такого расчета могут быть согласованы с опытом.

Рассмотрим сперва течение в радиальной полости (см. фиг. 59), которое, следовательно, имеет плоскость симметрии перпендикулярно оси; выделим струйку размером dy (см. фиг. 60), которая распространяется на всю ширину канала b, так что ее сечение равно $F = bdy$; ее периметр, ограниченный стенкой, равняется $U = 2dy$, следовательно ее гидравлический диаметр, согласно уравнению (2. 41)

$$d = \frac{4F}{U} = \frac{4bdy}{2dy} = 2b. \qquad (2.44)$$

Отсюда работа трения (в $м \cdot кг/кг$) на длине пути dx, согласно уравнению (2. 33) равняется

$$dh_r = \lambda \frac{dx}{2b} \cdot \frac{c^2}{2g}. \qquad (2.45)$$

Эта потеря работы вызывает снижение давления только в радиальном направлении. В тангенциальном направлении, вследствие осевой симметрии, она может привести только к изменению скорости, так что окружная составляющая скорости c_u быстрее изменяется в радиальном направлении, чем это соответствует закону количества движения (закону площадей); в то же время на меридиональную составляющую скорости c_m потери трения не влияют, потому что эта величина полностью определяется расходом жидкости и сечением. Как можно показать [76], изложенные выше соотношения приводят к следующему изменению закона площадей для течения с трением

$$\frac{1}{rc_u} - \frac{1}{r_2 c_{3u}} = \frac{\pm \lambda \pi}{2V}(r - r_2), \tag{2.46}$$

где V — количество протекающей жидкости в $м^3/сек$;

c_{3u} — окружная составляющая скорости на радиусе r_2 окружности рабочего колеса.

Положительный знак на правой стороне этого уравнения соответствует потоку, удаляющемуся от оси, т. е. случаю центробежного насоса; отрицательный знак — потоку, приближающемуся к оси, т. е. случаю турбины. Из уравнения (2. 46) следует, что момент скорости rc_u уменьшается с увеличением пути трения $(r - r_2)$. При $\lambda = 0$ уравнение (2. 46) переходит в уравнение (2. 43), как это и требовалось. Следует подчеркнуть, что в последнем равенстве отсутствует величина b; это можно легко объяснить тем, что хотя увеличение b увеличивает, с одной стороны, гидравлический диаметр (уравнение 2. 44), но, с другой стороны, также путь трения в одинаковом соотношении, потому что уменьшается угол наклона α спиральной траектории.

Если уравнение (2. 46) умножить на V и ввести

$$V = 2\pi r b c_m \quad \text{или} \quad V = 2\pi r_2 b_3 c_{3m}, \tag{2.47}$$

то можно также написать

$$\frac{c_m}{c_u} b - \frac{c_{3m}}{c_{3u}} b_3 = \pm \frac{\lambda}{4}(r - r_2) \tag{2.48}$$

или, если вновь ввести угол наклона α линии тока, а α_3 принять за значение α на радиусе r_2, причем $\operatorname{tg}\alpha = c_m/c_u$, $\operatorname{tg}\alpha_3 = \frac{c_{3m}}{c_{3u}}$

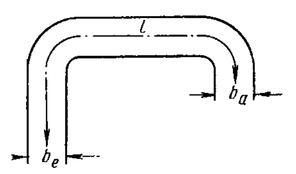
$$b \operatorname{tg}\alpha - b_3 \operatorname{tg}\alpha_3 = \pm \frac{\lambda}{4}(r - r_2). \tag{2.49}$$

Отсюда для канала постоянной ширины $b = b_3$.

$$\operatorname{tg}\alpha - \operatorname{tg}\alpha_3 = \pm \frac{\lambda}{4b}(r - r_2). \tag{2.50}$$

Это равенство применяется вместо уравнения логарифмической спирали, соответствующей течению без трения, когда $\alpha = \alpha_3$. И в этом случае линии тока являются спиралями с увеличивающимся шагом в направлении течения.

В приведенных выше уравнениях коэффициент сопротивления следует брать большим для течений, направленных наружу, (т. е. с увеличением r), чем для течений направленных внутрь, потому что в первом случае создаются условия расширяющегося, а в последнем — сужающегося канала (см. раздел 13 п. б). Кроме того, коэффициент сопротивления λ будет еще сильнее увеличиваться вследствие отсутствия плавного начального участка, в результате при замедленном течении обычно получается многократное увеличение коэффициента сопротивления по сравнению с данными на фиг. 49. Однако, если течение примыкает к рабочему колесу, то допустимо уменьшение коэффициента сопротивления из-за сообщения дополнительной энергии пограничному слою рабочим колесом, как это показано на фиг. 58. Результаты опытного исследования подобных диффузоров будут сообщены в разделе 75.



Фиг. 61. Полость вращения с произвольным изменением сечения.

Уравнение (2. 49) и (2. 50) можно применить к любому каналу, симметричному относительно оси, если $r - r_2$ приравнять длине пути в меридиональном направлении (фиг. 61). Если величину l считать положительной, то отпадает переменность знаков на правой стороне уравнения; тогда получаем следующее выражение

$$b_a \operatorname{tg} \alpha_a - b_e \operatorname{tg} \alpha_e = \frac{\lambda}{4} l \qquad (2.51)$$

или для канала постоянной ширины

$$\operatorname{tg} \alpha_a - \operatorname{tg} \alpha_e = \frac{\lambda}{4} \cdot \frac{l}{b}. \qquad (2.51а)$$

Индексы a и e относятся к выходу или входу канала. Каналы, изображенные на фиг. 61, соответствуют случаю многоступенчатых насосов с безлопаточным кольцевым каналом между прямыми и обратными направляющими аппаратами (см. фиг. 218).

д) **Обтекание тел.** Обтекаемое тело любой формы не может создавать какого-либо сопротивления в невязкой (идеальной) жидкости потому что отсутствуют тангенциальные силы, а нормальные силы на передней и задней стороне взаимно уравновешиваются.

В реальных (вязких) жидкостях мы всегда имеем силы трения, действующие тангенциально относительно стенки, сумма которых составляет сопротивление трения. В этом случае линии тока точно совпадают с линиями тока потенциального течения только при очень малых числах Рейнольдса, следовательно, при явно выраженном ламинарном течении, хотя в этом случае, вследствие чрезвычайной

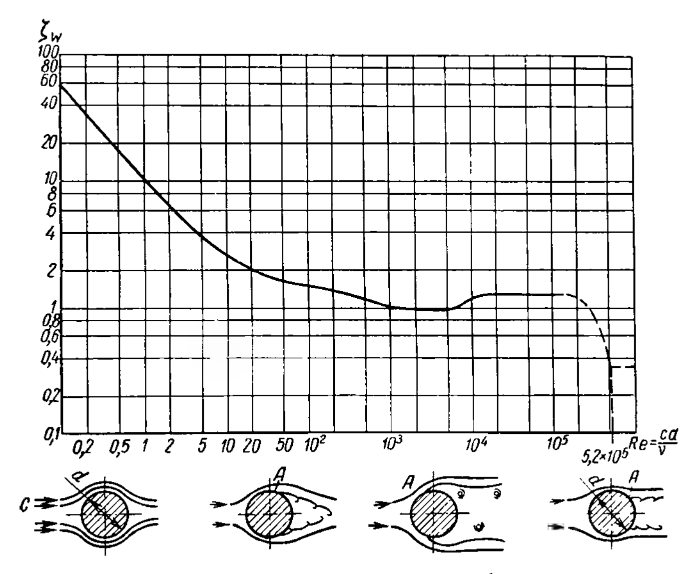
малости сил инерции невозможна заметная разница давления перпендикулярно к линиям тока [1].

На фиг. 62 показан пример изменения сопротивления в зависимости от числа Рейнольдса при обтекании очень длинного цилиндра. На этой фигуре по оси ординат нанесены значения коэффициента ζ_w сопротивления W в выражении

$$W = \zeta_w q F, \qquad (2.52)$$

при $q = \gamma \frac{c^2}{2g}$ — скоростной напор;

$F = bd$ — модель обтекаемого тела (проекция на плоскость перпендикулярно к направлению потока).



Фиг. 62. Влияние места расположения срыва A на сопротивление круглого цилиндра. Критическое число Рейнольдса $5{,}2 \cdot 10^5$. ζ_w — коэффициент сопротивления.

Как можно видеть, при малых значениях числа Рейнольдса в логарифмических координатах вновь получается прямолинейное снижение коэффициента сопротивления, как у трубы (см. фиг. 49). С ростом

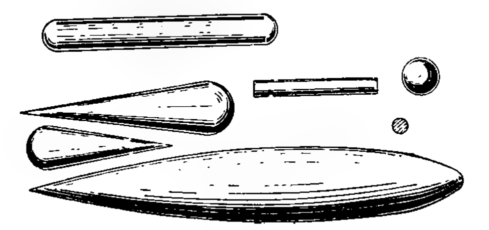
[1] Это можно объяснить следующим образом: при пренебрежимо малых значениях массовых сил по сравнению с силами вязкости, скорость становится пропорциональной первой степени падения давления $c = k' dp/ds$. В этом случае давление подчиняется той же закономерности, как раньше потенциал Φ в выражении $c = d\Phi/ds$. Следовательно, мы имеем вновь потенциальное течение в диапазоне малых чисел Рейнольдса, но у которого нормальные линии являются линиями постоянного давления. На этом основан способ, изложенный в разделе 11 п. а, образования потенциального течения согласно Хилл — Шоу.

числа Рейнольдса наблюдаются ранее рассмотренные отрывы струй в кормовой части обтекаемого тела, где струйки потенциального течения расширяются при обтекании тела, и где, следовательно, пограничный слой должен течь навстречу росту давления. По тем же причинам, как у диффузора и у колена наблюдаются отрыв потока и образование вихрей при слишком большом угле расширения. Это очевидно имеет место на задней стороне цилиндра. В вихревой области прекращается рост давления, и соответственно возникает сопротивление давлению, равное сумме нормальных сил; эта составляющая сил лобового сопротивления называется также сопротивлением формы. Последнее превышает в несколько раз поверхностное трение толстых тел с малой протяженностью в направлении движения (нормально к потоку расположенные пластины, цилиндры, конусы и др.). Из фиг. 62 видно, что сопротивление формы вызывает замедление падения кривой коэффициента ζ_w. Энергия, необходимая для преодоления этого сопротивления, соответствует энергии сбегающих вихрей. Она тем больше, чем ближе лежит точка отрыва A.

У тел с острыми кромками вблизи места отрыва струи (например, при обдувке плоских круглых дисков нормально к поверхности) точка отрыва всегда лежит на этой кромке, следовательно в широких пределах не зависит от числа Рейнольдса, так что коэффициент сопротивления ζ_w изменяется очень мало. Например, у круглого диска $\delta_w = 1{,}10$ до $1{,}12$ при числе Рейнольдса $\mathrm{Re} = cd/\nu$ больше 4000. У тел круглой формы нет определенной зоны поверхности, где в первую очередь будет происходить отрыв струй (цилиндры, конусы, толстые несущие плоскости и др.), так что побочные обстоятельства, например, незначительная шероховатость поверхности может оказать существенное влияние на место отрыва и тем самым на сопротивление. Пограничный слой первоначально всегда ламинарный за критической точкой. На некотором определенном расстоянии от нее, которое укорачивается с ростом числа Рейнольдса, он может стать турбулентным. Смещение места отрыва в особенности большое, когда пограничный слой становится турбулентным перед возникновением отрыва, что наступает при превышении определенного так называемого «критического» значения числа Рейнольдса; согласно фиг. 55 при бесконечно длинном цилиндре критическое число Рейнольдса равняется, например, $5{,}2 \cdot 10^5$. Вследствие возникновения турбулентного режима усиливается перенос импульса от обтекающего потока в пограничный слой благодаря чему смещается точка отрыва, и сопротивление внезапно падает. Точка отрыва потока в случае цилиндра лежит при докритическом режиме обтекания на угле 70° и при сверхкритическом режиме обтекания на угле 110° при измерении от передней критической точки [77].

Можно снизить критическую скорость, если облегчить образование турбулентности в пограничном слое путем нарушения устойчивости обтекания поверхности, например, размещением проволоки вокруг шара (по Прандтлю) или увеличением шероховатости поверхности.

Отрыв потока у цилиндра объясняется повышенным разрежением вверху и внизу обтекаемого тела, которое доходит в идеальной жидкости до трехкратного, а у воды или воздуха в сверхкритическом диапазоне обтекания до 2,5-кратного значения динамического давления. Очевидно можно воспрепятствовать отрыву, если за телом установить плавный обтекатель, заполняющий мертвую зону, которая возникла бы при его отсутствии (фиг. 63). При наличии такого обтекателя рост давления распределяется на более длинном участке, чему соответствует меньший угол расширения потока. Отсюда следует, что лопатки или несущие плоскости должны постепенно утоняться в сторону задней кромки.

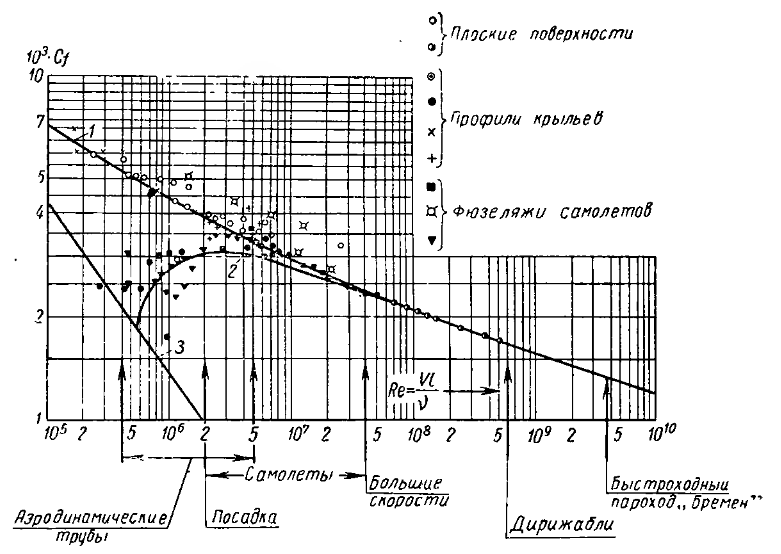


Фиг. 63. Тела одинакового лобового сопротивления (обтекаются справа налево). Заштрихованная круглая пластинка расположена перпендикулярно направлению потока.

У толстых крыльевых профилей превышение критического числа Рейнольдса также сопровождается значительным увеличением подъемной силы при уменьшенном сопротивлении. Аналогичное явление наблюдалось также при обтекании решеток профилей в районе косого среза [78].

Тонкие профили. Для снижения сопротивления давления наличие турбулентного пограничного слоя в зонах срыва оказывается благоприятным, в то же время при переходе от ламинарного к турбулентному пограничному слою приводит к заметному повышению чистого сопротивления трению, иногда больше, чем в 2 раза (см. фиг. 49). Поэтому стремятся у тонких и слабо нагруженных, так называемых ламинаризированных профилей, у которых практически возникает только сопротивление трения, по возможности дальше отодвинуть место перехода от ламинарного к турбулентному пограничному слою, тем более что при ламинарном пограничном слое допустима большая шероховатость, чем при турбулентном. Влияние этого перехода от ламинарного к турбулентному пограничному слою характеризуется поведением с наименьшей возможной относительной толщиной, а именно, плоской пластины. На фиг. 64 ясно видно, что при ламинарном пограничном слое сопротивление составляет только половину сопротивления в турбулентной области, а также, что и другие тонкие тела обладают лишь чистым сопротивлением трения пластины. Можно точку перехода сместить назад у ламинаризированных профилей путем плавного нарастания толщины передней половины профиля и особенно путем максимального смещения назад, примерно после середины его длины, наибольшей толщины профиля, и соответственно зоны максимальных скоростей. Следует однако, иметь в виду, что последнее мероприятие оправдывает себя, как упоминалось, только в случае тонких профилей, у которых угол заострения хвостовой части профиля позволяет еще

произвести его увеличение без возникновения срыва потока, сопровождающегося повышением сопротивления давлению. Кроме того, практика показала, что наиболее благоприятное влияние указанных мероприятий получается только при совершенно гладкой поверхности и при точном выполнении геометрической формы профиля. Даже небольшие выступы могут уже оказаться достаточными для турбулизации пограничного слоя [80]. Применение ранее упомянутых



Фиг. 64. Сравнение сопротивления продольно обтекаемых гладких плоских пластин крыловых профилей и фюзеляжа самолета.

По теории: в ламинарной области $\xi_w = 1{,}328/\mathrm{Re}$, в турбулентной $\xi_w = 0{,}455/(\lg \mathrm{Re})^{2,58}$: *1* — турбулентная область; *2* — переходная; *3* — ламинарная.

способов, в особенности отсасывания и сдувания пограничного слоя, также оказывается успешным. Сдувание пограничного слоя может производится не только посторонней жидкостью, но также самим потоком, с помощью направляющих лопаток (предкрылков), аналогично как у колен (см. фиг. 56). Примером этого могут служить разрезные крылья. Также и у лопаточных насосов, в особенности с осевыми лопатками, разрезные лопатки применяются в тех случаях, когда имеют место приближение к скорости звука или высокие нагрузки, чтобы тем самым устранить опасность срыва потока (см. фиг. 183).

14. ТЕЧЕНИЕ ГАЗА ПРИ ЗНАЧИТЕЛЬНОМ ИЗМЕНЕНИИ ПЛОТНОСТИ

а) **Условия подобия; число Маха.** Все закономерности, рассмотренные в предыдущих разделах, применимы также для течения газов. Сжимаемость газов только тогда влияет заметным образом, когда скорость приближается к скорости звука.

Скорость распространения звука, как правило, равна

$$a = \sqrt{\frac{dP}{d\rho}}, \tag{2.53}$$

где $\rho = \frac{\gamma}{g} = \frac{1}{vg}$ означает плотность, а P — давление. Производную следует брать при изменении состоянии газа по адиабате, уравнение которой имеет вид

$$\frac{P}{P_{I}} = \left(\frac{v_{I}}{v}\right)^{\chi} = \left(\frac{\rho}{\rho_{I}}\right)^{\chi}. \tag{2.54}$$

Отсюда после небольших преобразований можно получить равенство

$$a = \sqrt{\chi \frac{P}{\rho}} = \sqrt{g\chi Pv} = \sqrt{g\chi RT} = \sqrt{2gRT_{g}\frac{\chi}{\chi+1}}.$$

В последнем выражении индекс g относится к состоянию газа, которое получается, когда газ, движущийся со скоростью звука, замедляется без потерь до нулевой скорости. Для сухого воздуха при $R = 29{,}27$, $\lambda = 1{,}4$ имеем

$$a = 20{,}02\sqrt{T} = 18{,}3\sqrt{T_{g}}, \tag{2.55}$$

для средне влажного воздуха около

$$a - 20{,}2\sqrt{T}. \tag{2.56}$$

Следует подчеркнуть полученный вывод, что звуковая скорость для одного и того же газа пропорциональна корню квадратному из значения температуры и не зависит от давления. Исследуем как изменяется плотность ρ в зависимости от скорости газового потока. Для этой цели мы будем исходить из уравнения Бернулли и поэтому сначала должны выразить давление в зависимости от плотности. Адиабатическому изменению согласно уравнению (1. 12) раздела 3 соответствует зависимость

$$h_{ad} = \frac{\chi}{\chi - 1} RT_{I}\left[\left(\frac{P_{II}}{P_{I}}\right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} - 1\right]. \tag{2.57}$$

Согласно приведенной выше формуле (2. 54)

$$g\chi RT_{I} = a_{I}^{2}$$

(причем a_{I} означает скорость звука при начальном состоянии I) и если одновременно использовать уравнение адиабаты (2. 54), получим

$$h_{ad} = \frac{a_{I}^{2}}{g(\chi - 1)}\left[\left(\frac{\rho_{II}}{\rho_{I}}\right)^{\chi-1} - 1\right].$$

В рассматриваемом потоке, который замедляется, так как $\rho_{II} > \rho_{I}$ примем в состоянии II скорость $c_{II} = 0$, чему соответствует наиболь-

шее возможное изменение плотности. Тогда согласно формуле Бернулли скорость в состоянии I будет равняться упомянутому выше значению h_{ad}, следовательно,

$$\frac{c_{\rm I}^2}{2g} = h_{ad} = \frac{a_{\rm I}^2}{g(\chi-1)}\left[\left(\frac{\rho_{\rm II}}{\rho_{\rm I}}\right)^{\chi-1} - 1\right],$$

откуда

$$\frac{\rho_{\rm II}}{\rho_{\rm I}} = \left[1 + \frac{\chi-1}{2}\left(\frac{c_{\rm I}}{a_{\rm I}}\right)^2\right]^{\frac{1}{\chi-1}}. \qquad (2.58)$$

Это уравнение показывает, что изменения объема и плотности зависит только от отношения c/a, т. е. действительной скорости к скорости звука. Это отношение называют числом Маха и обозначают его Ма.

Рассмотрим в первую очередь значения $c_{\rm I}$, которые значительно меньше скорости звука; в этом случае уравнение (2. 58) можно упростить, разложив его в ряд и ограничившись при этом первыми членами разложения. Тогда получим

$$\frac{\rho_{\rm II}}{\rho_{\rm I}} = 1 + \frac{1}{2}\left(\frac{c_{\rm I}}{a_{\rm I}}\right)^2$$

или

$$\frac{\rho_{\rm II} - \rho_{\rm I}}{\rho_{\rm I}} = \frac{\Delta\rho}{\rho_{\rm I}} = \frac{1}{2}\left(\frac{c_{\rm I}}{a_{\rm I}}\right)^2 = \frac{1}{2}({\rm Ma_I})^2. \qquad (2.59)$$

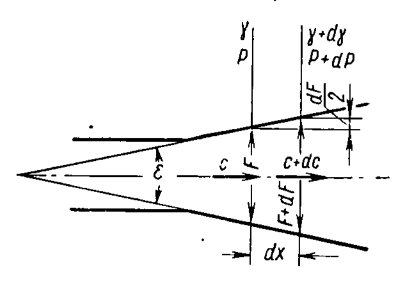
Здесь $a_{\rm I}$ равняется скорости звука при скорости $c_{\rm I}$. Относительное изменение плотности $\frac{\Delta\rho}{\rho_{\rm I}}$ можно также приравнять относительному изменению объема $\Delta V/V_{\rm I}$.

Согласно уравнению (2. 59), например, при $c_{\rm I} = 100$ *м/сек*, $a_{\rm I} = 330$ *м/сек* относительное изменение объема $\frac{\Delta V}{V_{\rm I}} = 0{,}5 : 3{,}3^2 = 0{,}046$, т. е. 4,6% и, следовательно, является очень незначительным. Уравнение (2. 59) применимо почти до скоростей звука; даже при $c_{\rm I}/a_{\rm I} = 1$ ошибка составляет всего — 5% (см. фиг. 115).

Изложенное выше показывает, что мы можем рассматривать поток газов как потоки жидкости, когда Ма меньше 0,3. Это справедливо не только к кинематике потока, но также относится к воздействию гидродинамических сил. Поэтому возможно, например, исследовать модели центробежных водяных насосов на воздухе. Если же изменение плотности становится существенным, то наряду с числом Рейнольдса становится в одинаковой степени определяющим и число Маха. В этом случае начальная температура и род газа, т. е. параметры T_1, χ и R становятся существенными, поскольку они влияют на скорость звука. В противоположность этому не имеет значения давление в потоке.

Если движущийся газ охлаждается или нагревается, то для полного подобия требуется еще равенство коэффициента Прандтля $Pr = \lambda / a$, λ — коэффициент теплопроводности и $a = \frac{\lambda}{\gamma c_p}$ — коэффициент температуропроводности газа. Последнее условие достаточно точно выполняется при одинаковом атомном числе, так что им можно пренебречь.

б) Допустимый угол расширения газового потока при высокой скорости. В расширяющемся канале поток газа, характеризуемый высоким числом Маха, значительно быстрее снижает скорость, вследствие изменения удельного объема, чем поток несжимаемой жидкости. В силу этого следует выбирать меньшим максимально допустимое увеличение сечений по длине, или максимально допустимый угол расширения ε (фиг. 65).



Фиг 65. Поток газа в расширяющемся канале.

Рассмотрим короткий отрезок канала длиной dx, в пределах которого происходит незначительное изменение скорости от c до $c + dc$. При этом величине dc приписывается отрицательное значение. Соответственно изменяется сечение с F до $F + dF$, давление с P до $P + dP$ и удельный вес с γ до $\gamma + d\gamma$.

Тогда из уравнения неразрывности (весовой расход в *кг/сек* $Fc\gamma = \text{const}$), следует

$$d(Fc\gamma) = Fc\gamma\left[\frac{dc}{c} + \frac{dF}{F} + \frac{d\gamma}{\gamma}\right] = 0,$$

откуда

$$dF = -F\left(\frac{dc}{c} + \frac{d\gamma}{\gamma}\right).$$

В случае несжимаемой жидкости (воды) следует ввести в это выражение $d\gamma = 0$. Отсюда получим отношение требуемого увеличения сечения для воды и газа, т. е. dF_w и dF_g, при одинаковом изменении скорости dc и соответственно одинаковом преобразовании энергии,

$$\varphi = \frac{dF_w}{dF_g} = \frac{-F\frac{dc}{c}}{-F\left(\frac{dc}{c} + \frac{d\gamma}{\gamma}\right)} = \frac{\frac{dc}{c}}{\frac{dc}{c} + \frac{d\gamma}{\gamma}} = \frac{1}{1 + \frac{c}{\gamma}\cdot\frac{d\gamma}{dc}}.$$

Согласно уравнению Бернулли

$$dh_{ad} + d\left(\frac{c^2}{2g}\right) = 0$$

или

$$vdP = -\frac{c}{g}\,dc,\quad dP = -\frac{1}{vg}\,cdc = -\frac{\gamma}{g}\,cdc,$$

с другой стороны, согласно уравнению (2. 53),

$$dP = a^2 d\rho = \frac{a^2}{g}\,d\gamma.$$

Приравнивая эти выражения для dP, получим

$$\gamma dc = \frac{-a^2}{c}\,d\gamma.$$

Если ввести это значение в уравнение для φ, то получим

$$\varphi = \frac{1}{1-\left(\frac{c}{a}\right)^2} = \frac{1}{1-(\mathrm{Ma})^2}. \qquad (2.60)$$

Это отношение увеличения сечений при плоском потоке представляет одновременно критерий для отношения углов расширения ε_w и ε_g при одинаковом замедлении, следовательно, критерий, характеризующий одинаковую опасность срыва потока воды и газа. Поэтому можно написать

$$\varepsilon_g = \varepsilon_w\left(1-\frac{c^2}{a^2}\right) = \varepsilon_w(1-\mathrm{Ma}^2). \qquad (2.61)$$

При круглом сечении канала и вообще при полостях вращения здесь, очевидно, следует ввести $\sqrt{1-\mathrm{Ma}^2}$ вместо $(1-\mathrm{Ma}^2)$. То же самое справедливо для других форм сечения, если они подобны. Уравнение (2. 61) дает, например, при $a = 330$ *м/сек*:

c (*м/сек*)	100	150	200	250	300	330;
$1-c^2/a^2$	0,908	0,794	0,632	0,428	0,175	0.

Из приведенных данных видно, что замедление в сочетании со значительным числом Маха требует значительного уменьшения допустимого угла расширения и что скорости порядка 150 *м/сек* уже являются значительными (см. также фиг. 314).

В отличие от позднее рассматриваемого правила Прандтля, выведенное уравнение справедливо также для случаев $c = a$. В этом случае $\varepsilon_g = 0$, следовательно расширяющийся канал для торможения потока становится невозможным и наблюдается переход к соплу Лаваля, где в самом узком сечении $c = a$ и $df = 0$. При $c > a$, следовательно в сверхзвуковой области (в которой, как показано в следующем разделе, при торможении следует ожидать возникновения в потоке скачка уплотнений, из-за чего и избегают таких процессов в лопаточных машинах), было бы правильно принять отрицательное значение ε_g, т. е. для торможения потока канал должен сужаться соответственно входной сужающей части сопла Лаваля (см. также подраздел «г»).

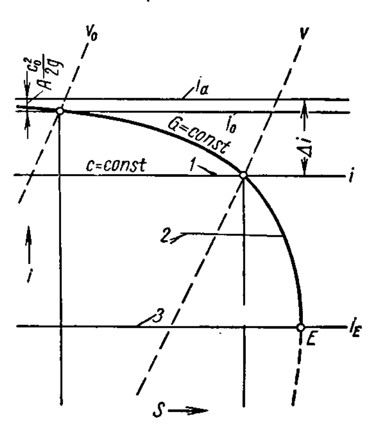
в) Давление на лопатку (подъемная сила) в газовом потоке высокой скорости (правило Прандтля). Если проследить поток вокруг отдельного несущего крыла один раз в несжимаемой, и в другой раз в сжимаемой жидкости, то тонкие струйки на верхней стороне профиля, которые подвергаются снижению давления, будут в сжимаемой жидкости дополнительно расширяться под влиянием изменения объема: по той же причине в задней части профиля, где имеет место повышение давления, будет наблюдаться дополнительное сужение струй. Как видно на картине обтекания крыла (см. фиг. 33), создается увеличение кривизны линии токов кверху и тем самым соответствующее повышение перепада давлений на лопатку, поскольку оно обусловлено массовыми силами в обтекающем потоке.

По правилу Прандтля [83], перепад давлений на лопатке или подъемная сила увеличивается в $1/\sqrt{1 - Ma^2}$ раз по сравнению с теми же величинами в несжимаемой жидкости, причем Ма равняется отношению начальной скорости w_∞ к скорости звука невозмущенного потока. При этом предполагается, что неравномерность скоростей в потоке жидкости незначительна, т. е., что угол атаки мал, обтекается тело малой кривизны и что скорость обтекающего потока нигде не доходит до скорости звука [84]—[86]. Если газ обтекает тело малой кривизны, то давление, оказываемое на это тело, равняется давлению, имеющему место в случае $Ma = 0$ или при обтекании несжимаемой жидкостью, если ординаты обтекаемого тела, перпендикулярные скорости потока (включая входные углы), умножить на $\sqrt{1 - Ma^2}$. Благоприятное влияние сжимаемости, которое выражено правилом Прандтля, существует только при числе Маха до $\sim 0{,}75$, потому что при дальнейшем приближении к скорости звука значительно возрастают потери.

В каналах лопаточного компрессора по тем же причинам жидкости передается дополнительная мощность, т. е. повышается давление по мере увеличения числа Маха, как это будет показано в разделе 46.

г) Сверхзвуковая скорость. При движении с уменьшением скорости в лопаточных компрессорах, как правило, приходится отказаться от применения сверхзвуковых скоростей, потому что при переходе от сверхзвуковой к дозвуковой скорости возникают скачки уплотнения. Наиболее вероятным следует считать замедление скорости от $c_1 > a$ до $c_2 < a$. в результате прямого скачка, согласно соотношению $c_1 c_2 = a^2$. При этом a определяется из последнего выражения уравнения (2. 54) или (2. 55). Этот процесс, естественно, связан с большими потерями. Нецелесообразно работать даже вблизи скорости звука, потому что нельзя избежать повышения скорости при обтекании входных кромок лопаток (см. фиг. 119). Скачки уплотнения приводят к тому, что при замедлении сверхзвукового потока приходится затрачивать работу на преодоление возникающих потерь даже при отсутствии потерь трения. Характерно при этом, что у тел обтекаемой формы соответствующие коэффициенты сопротивления имеют наибольшее значение как раз в области скорости звука и снижаются по обоим направлениям [88] изменения скорости.

Если тело обладает хорошо закругленной передней кромкой и обтекается потоком со сверхзвуковой скоростью, то вследствие неизбежного замедления, связанного с наличием критической точки, возникает так называемая выбитая ударная волна, сопровождающаяся большими потерями [90], [91]. В случае, когда нельзя избежать значений числа Маха меньше или равных единице, целесообразно обтекаемое тело заострять спереди, потому что при этом отсутствует точка нулевой скорости и скачок уплотнения становится тем меньше, чем меньше угол отклонения потока при обтекании входного конуса (клина). Тупая задняя кромка оказывает в этом случае значительно менее вредное влияние. Поэтому наиболее благоприятными оказываются обычные несущие профили с заостренной кромкой, установленной против потока. В силу этого направление потока, указанное на фиг. 63, для сверхзвукового течения следует изменять на обратное.



Фиг. 66. Кривые Фанно:

1 — постоянная скорость c; 2 — кривая Фанно; 3 — скорость звука.

д) Течение газа в теплоизолированной трубе с трением. Линии Фанно. Представим себе течение с большим трением, которое, например, происходит в уплотнительных зазорах. Вследствие падения давления из-за трения и нагревания, от теплоты трения газ расширяется в трубе, следовательно, ускоряется, так что становится недействительным предположение, сделанное в разделе 13а. Увеличение кинематической энергии по сравнению с каким-либо исходным сечением сопровождается снижением теплосодержания

$$i_0 - i = A\,\frac{c^2 - c_0^2}{2g}\,. \qquad (2.61a)$$

Сочетая это с условием постоянства расхода (уравнение неразрывности) $Gv = fc$, мы можем исключить c и получить следующее выражение для расходуемого теплоперепада, если мы $i_0 + Ac_0^2/2g$ приравняем i_a, соответствующего состоянию газа в котле, из которого происходит истечение

$$\Delta i = i_a - i = \frac{A}{2g}\left(\frac{G}{f}\right)^2 v^2 = \text{const}\cdot v^2, \qquad (2.62)$$

т. е. перепад пропорционален квадрату удельного объема. После этого можно для каждого v вычислить соответствующий перепад и тем самым построить кривую состояния — линию Фанно, которая строится на диаграмме i — S или T — S (фиг. 66). Подобную линию можно построить для любого весового расхода G, протекающего

по данному трубопроводу (в случае идеальных газов эти линии Фанно конгруэнтны и так же, как линии p и v смещаются только горизонтально относительно друг друга).

Линии $i = \text{const}$, согласно уравнению (2. 61а), являются также линиями одинаковой скорости c. Как можно показать, там, где линия Фанно имеет вертикальную касательную, создается звуковая скорость. Эта точка одновременно является конечной точкой E линии Фанно, потому что вследствие трения изменения состояния газа должны происходить с увеличением энтропии, при этом

$$i_a/i_E = T_a/T_E = 2/(\chi + 1).$$

Сверхзвуковую скорость нельзя поэтому получить в канале постоянного сечения и она может создаваться только в выходном сечении; это же относится к соплам, не имеющим расширяющегося участка. Этим определяется максимальный расход.

Очевидно по линии Фанно нельзя ничего сказать о пройденном пути, поскольку она характеризует только состояния, которые возможны в трубе. Если нужно определить точку, соответствующую данному сечению, необходимо учесть коэффициент сопротивления λ для трубы. Сочетание этого коэффициента с линией Фанно создается тем, что на диаграмме наносятся значения потерь энергии на трение, расходуемой до соответствующего места; эти потери энергии выражаются в значениях тепла A_r, которые наносятся как участок площади под линией Фанно.

е) Приближенный расчет падения давления в технических газопроводах. Если скорость газа незначительна, как это обычно требуется для дальних газопроводов, то можно в противоположность предыдущим выводам (несмотря на возрастающую по длине скорость), пренебречь сопротивлением разгона текущей массы по сравнению с трением: ошибка при этом составит около 1% сопротивления трению при $c = 25$ *м/сек* и 10% при скорости 80 *м/сек*. Тогда падение давления на длине dl, согласно уравнению (2. 33), будет составлять

$$dP = -\gamma\lambda \frac{dl}{d} \cdot \frac{c^2}{2g} \qquad (2.63)$$

Здесь необходим отрицательный знак, потому что давление P снижается с увеличением пути l. Принимая изотермическое расширение, вследствие имеющегося теплообмена с окружающей средой, получаем следующее соотношение между состоянием газа в начале и в любой точке трубопровода

$$Pv = P_1 v_1$$

и вследствие неразрывности $G = f\,\frac{c}{v} = fc\,\frac{P}{P_1 v_1} = \text{const}$,

откуда

$$Pc = \text{const} = P_1 c_1. \qquad (2.64)$$

Вводя в уравнение (2. 63)

$$c = \frac{P_1 c_1}{P} \qquad (2.64а)$$

и

$$\gamma = \frac{1}{v} = \frac{P}{P_1 v_1} = \gamma_1 \frac{P}{P_1} \qquad (2.64б)$$

после небольшого преобразования получаем

$$PdP = -\gamma_1 \frac{\lambda}{2g} \cdot \frac{1}{d} P_1 c_1^2 dl.$$

Следовательно, после интегрирования между $l = 0$ (индекс 1) и $l = l$ (индекс 2)

$$P_1^2 - P_2^2 = \gamma_1 \frac{\lambda}{g} \cdot \frac{l}{d} P_1 c_1^2. \qquad (2.65)$$

Если, как обычно, исходить из нормального состояния газа (индекс n) при $t_n = 15°$ С и 760 *мм* рт. ст. ($P_n = 10332$ *кг/м*²), чему для воздуха соответствует $\gamma_n = 1{,}226$ *кг/м*³, то можно величины γ_n и c_1 выразить через γ_n и c_n, поскольку для $T_1 = T_n$ имеем

$$\gamma_1 = \gamma_n \frac{P_1}{P_n}, \quad c_1 = \frac{V_1}{\pi d^2/4} = V_n \frac{P_n}{P_1 \pi d^2/4}.$$

Отсюда получаем

$$P_1^2 - P_2^2 = \frac{16}{\pi^2} \cdot \frac{\lambda}{g} \cdot \frac{l}{d^5} \gamma_n P_n V_n^2. \qquad (2.66)$$

Приняв $P_n = 10332$ *кг/м*², $\gamma_n = 1{,}226s$ (где s означает отношение удельных весов газа и воздуха) и перейти к размерности давления в атмосферах вместо *кг/м*², что обозначается знаком p, то получим после объединения всех числовых значений

$$p_1^2 - p_2^2 = 2{,}09\lambda \frac{l}{(10d)^5} s V_n^2. \qquad (2.67)$$

Если требуется вычислить V_n для данных p_1, p_2 и данного трубопровода, то будем иметь

$$V_n = \frac{(10d)^2}{1{,}45} \sqrt{(10d) \frac{p_1^2 - p_2^2}{\lambda s l}}, \qquad (2.67а)$$

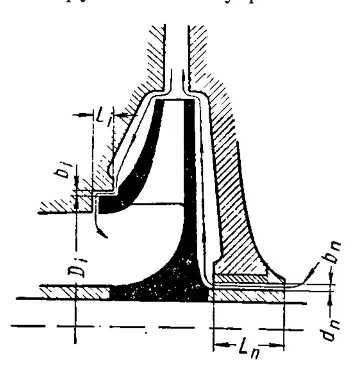
где V_n выражено в *м*³/*сек*, d и l в *м*.

15. ПОТЕРИ ЧЕРЕЗ ЗАЗОР

Наличие повышенного давления на выходе рабочего колеса центробежного насоса связано с утечками вследствие неизбежности зазоров между колесом и корпусом насоса; эти потери называются потерями через зазор. Уплотнения зазора у радиальных колес преимущественно делаются на щели у внутреннего диаметра колеса (диаметра входа) шириной b_i (фиг. 67). На фиг. 68, *а*—*b* показаны некоторые конструкции уплотнения зазора у входа в радиальное колесо, при-

менямые в конструкциях водяных насосов. В машинах, служащих для подачи газа, более пригодны лабиринтные уплотнения, изображенные на фиг. 72, потому что в случае касания колеса неподвижной поверхности в этих конструкциях может быть устранено недопустимое выделение тепла. При отсутствии боковых стенок (покрывных дисков) колеса процесс потерь носит особый характер, о чем будет сказано в пункте «в» настоящего раздела.

а) **Влияние сжимаемости незначительно.** Если сечение зазора по наружной и внутренней окружности (фиг. 67) обозначить F_a и F_i, начальное давление перед зазором H_p, давление в пространстве между поверхностями, образующими зазор H_x, то вследствие равенства расходов жидкости через оба зазора существует зависимость



Фиг. 67. Течение через зазоры в одной ступени насоса.

$$V_{sp} = \mu_i F_i \sqrt{2gH_x} =$$

$$= \mu_a F_a \sqrt{2g(H_p - H_x)} \qquad (2.68)$$

откуда

$$H_x = \frac{H_p}{1 + \left(\frac{\mu_i F_i}{\mu_a F_a}\right)^2}. \qquad (2.69)$$

Здесь μ_i, μ_a означает коэффициенты расхода, которые учитывают потери в зазоре. Покажем как вычислить эту величину.

Если первоначально рассмотреть гладкую щель (фиг. 69), то перепад Δh по обе стороны зазора расходуется: 1) на образование скоростного напора $c^2/2g$ с добавлением $0,5\,\frac{c^2}{2g}$, что ориентировочно учитывает сужение вследствие наличия острых кромок при x (см. фиг. 68, a) и соответственно двойное преобразование давления и скорости; 2) на преодоление сопротивления трения на длине зазора L (фиг. 69), которое можно вычислить по уравнениям (2. 33) и (2. 41) раздела 13. Таким образом

$$\Delta h = 1,5\,\frac{c^2}{2g} + \lambda\,\frac{L}{d}\cdot\frac{c^2}{2g} = \left(\lambda\,\frac{L}{d} + 1,5\right)\frac{c^2}{2g}, \qquad (2.69а)$$

где гидравлический диаметр [уравнение (2. 41) раздела 13]

$$d = \frac{4F}{U} = \frac{4\pi Db}{2\pi D} = 2b. \qquad (2.69б)$$

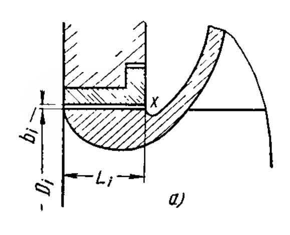
Отсюда

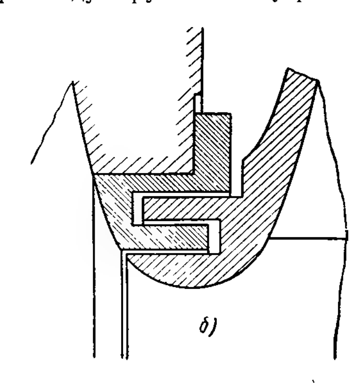
$$c = \mu\sqrt{2g\Delta h} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda L}{2b} + 1,5}}\cdot\sqrt{2g\Delta h}$$

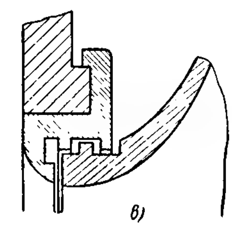
и соответственно

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda L}{2b} + 1{,}5}}. \qquad (2.70)$$

Величина λ зависит от числа Рейнольдса, $Re = dc/\nu = 2bc/\nu$, а также от того, имеется ли в зазоре между наружной и внутренними







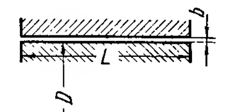
Фиг. 68. Формы выполнения уплотнений внутренних зазоров. Форма (в) применима только при наличии горизонтального разъема корпуса.

стенками эксцентрицитет e. Эгли экспериментально определил для воздуха и пара при неподвижном зазоре в ламинарной области (что, впрочем, редко встречается у центробежных насосов):

при $e = 0$ $\lambda = 30/Re$ справедливо до $Re_{крит} = 2000$;

при $e = b$ $\lambda = 19{,}2/Re$ справедливо до $Re_{крит} = 1476$.

Теоретическое значение составляет $\lambda = 96/Re$.



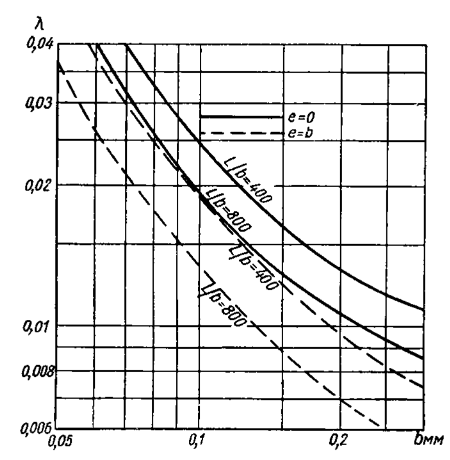
Фиг. 69. Зазор с цилиндрическими уплотняющими поверхностями.

Для практически более важной турбулентной области, т. е. при Re больше критического значения, Эгли [92] получил значения λ при $e = 0$ и $e = b$, которые показаны в виде кривых на фиг. 70. При этом следует отметить, что величина λ растет с уменьшением длины зазора (вследствие наличия начального участка) и не зависит от числа Рейнольдса (вследствие шероховатости поверхности), но сильно зависит от ширины зазора. В случае гладких поверхностей и за исключением начального участка справедлив закон Блазиуса, согласно которому $\lambda = 0{,}316\ Re^{-1/4}$.

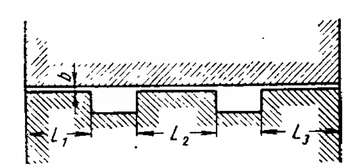
У рассматриваемых зазоров большей частью одна стенка вращается, а другая неподвижна. Согласно Бекеру [93] и Бодарту [95], величина λ оказывается при этом такой же, как и в случае неподвижности обеих стенок зазора. В противоположность этому критическое число Рейнольдса увеличивается или уменьшается в зави-

симости от того, вращается ли наружная или внутренняя стенка. Следует отметить, что при эксцентрическом положении, которое всегда создается вследствие влияния прогиба вала на вращающиеся стенки зазора, получается меньшее λ, и, следовательно, большие расходы жидкости, чем при концентрическом расположении [98]. Эксцентрицитет по данным Гутарева [98] приводит также к сильному вытеснению, аналогично вытеснению масла, в опорных подшипниках скольжения, и вместе с тем к неравномерному распределению давления по окружности, что может создавать также пустоты в перетекающей через зазор воде.

Если обе поверхности зазора снабжены канавками (фиг. 71), ширина которых не должна быть больше 10—16-кратного значения ширины зазора b, то при достаточной их глубине можно



Фиг. 70. Влияние ширины зазора и эксцентрицитета при цилиндрических уплотняющих поверхностях.



Фиг. 71. Зазор с кольцевыми проточками.

приближенно принять полную потерю скоростного напора $c^2/2g$ в каждой канавке. При этом не учитывается сужение входа, поскольку принимается во внимание остаточная скорость на выходе из предыдущей канавки. Поэтому при наличии z пазов в уравнении (2. 69а) появляется еще член $zc^2/2g$ и соответственно

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda L}{2b} + 1{,}5 + z}}, \qquad (2.71)$$

где $L = L_1 + L_2 + L_3$, согласно фиг. 71. Влияние таких канавок усиливается, если они расположены винтообразно, так что при вращении создается отсасывание навстречу направлению потока в зазоре. При этом, однако, количество винтовых ниток не должно быть слишком малым и поэтому такие уплотнения занимают много места в осевом направлении.

Лабиринтные уплотнения, обычно применяемые для компрессоров (фиг. 72), являются наиболее эффективными и наиболее пригодными для работы в горячем состоянии в тех случаях, когда ширина гребня практически бесконечно мала. При правильном выполнении,

согласно Шнекенбергу и Трутновскому, и при расходе через уплотнение определенного выше «граничного расхода» такие лабиринты создают также лучшее дросселирование, чем гладкие зазоры такой же длины, т. е. потери на вихреобразование превышает потери на трение о стенки в узком зазоре. Ввиду того что в приведенное выше уравнение (2. 71) в рассматриваемом случае следует ввести $L = 0$ и больше не возникает повышенных скоростей в суженном сечении потока при входе в зазор коэффициент 1,5 заменяется на единицу и отсюда получаем $\mu = 1/\sqrt{1+z}$. Здесь z представляет количество лабиринтных ступеней, для чего требуется $z + 1 = z'$ гребней. Поэтому можно написать

$$\mu = \frac{\alpha}{\sqrt{z'}}, \tag{2.72}$$

где сужение потока учитывается коэффициентом α (позади любого зазора), поскольку теперь эффективное сечение с $F = \pi D b$ снижается до αF (данные приводятся ниже).

Это выражение имеет тот недостаток, что конструктивная форма лабиринта характеризуется только коэффициентом α. Поэтому была сделана попытка [99] рассматривать лабиринтные уплотнительные гребни как выступы шероховатости непрерывного зазора. Тогда можно снова применить уравнение (2. 70), в котором можно, однако, зачеркнуть число 1,5 под корнем, потому что сопротивление входа учитывается величиной λ. Следовательно, получаем

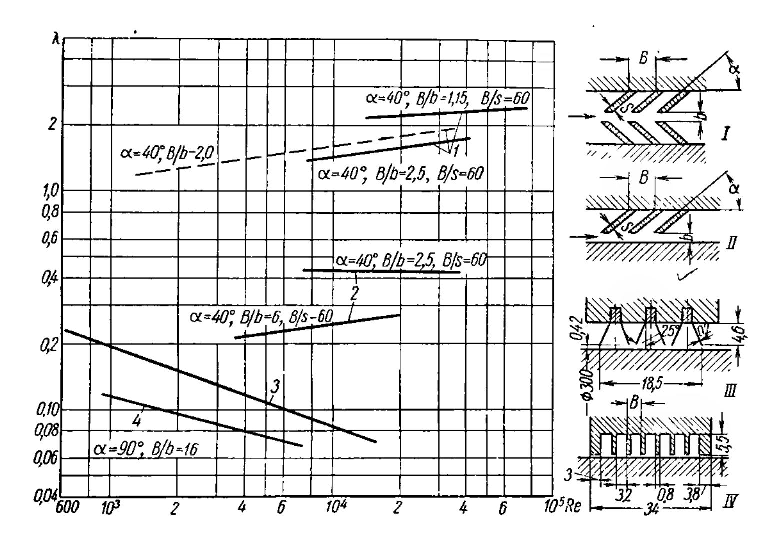
$$\mu = \sqrt{\frac{2b}{\lambda L}}. \tag{2.73}$$

На фиг. 72 даны в логарифмическом масштабе зависимости значений λ при данной форме зазора от числа Рейнольдса $\mathrm{Re} = 2bc/\nu$; c и ν является средними значениями в случае газов, так как здесь состояние изменяется вдоль зазора; c относится к самой узкой части зазора b. Следует заметить, что наклон против потока гребней лабиринтного уплотнения значительно увеличивает сопротивление, согласно опытам Грюнагеля [100] и Гартмана. Согласно новым исследованиям [101], однако, эти результаты наблюдаются только при очень широких зазорах: при обычно малом зазоре разницы между лабиринтами с вертикальными и наклонными гребнями не наблюдается.

Коэффициент сужения α зависит также в большой степени от формы уплотнительных гребней. При применении острых гребней с плоской кольцевой поверхностью теоретический расчет для случая неограниченный камеры по Кирхгофу [102] дает $\alpha = \pi (\pi + 2) = 0{,}612$. По Вайсбаху можно принять в действительности $\alpha = 0{,}63 + 0{,}37b/T$ при глубине камеры T. Согласно фиг. 72 можно заключить, что при наклонном расположении уплотнительных колец будет происходить дальнейшее уменьшение α.

Если гребень уплотнительного кольца не является острым, то увеличивается коэффициент α. Уже при совершенно слабом

закруглении кромки получается прирост [103] до $\alpha = 0{,}7 \div 0{,}8$, а соплообразное закругление дает $\alpha \approx 1$. Если даже кольцо имеет острую кромку, но конечную толщину s по направлению потока, то следует принять во внимание частичное обратное превращение скорости в давление внутри зазора, причем степень этого превращения растет с уменьшением ширины зазора b, так что коэффициент α



Фиг. 72. Коэффициент трения λ для различных конструкций лабиринтного уплотнения. Наклон острия навстречу течению увеличивает сопротивление только у очень широких зазоров:

1 — уплотнение *I*; *2* — уплотнение *II*; *3* — уплотнение *III*; *4* — уплотнение *IV*.

может вырасти до 0,95. Эта неопределенность может еще возрасти вследствие того, что даже самая незначительная притирка кольца к противоположной поверхности уплотнения оказывает значительное влияние и что скорость притекания потока к зазору, вследствие неполного ее уничтожения в предшествующей ступени лабиринта, также увеличивает коэффициент α *.

Поэтому рекомендуется выбирать коэффициент α не слишком малым. О выборе ширины камеры B и глубины T следует сказать, что влияние глубины невелико, если она превышает некоторое минимальное значение около $0{,}8B$. Более существенное значение имеет ширина камеры B; наиболее благоприятное значение при тонких лабиринтных кольцах составляет $2 \div 6b$ (по данным Трутнов-

* В этом отношении заслуживают внимания работы фирмы Эшера Висс, где были сконструированы уплотнения с угольными кольцевыми вставками, благодаря чему в случаях касания лабиринтные гребни меньше изнашивались [104], чем при трении о металл.

ского и Гартмана), т. е. меньше, чем это имеет место в обычных конструкциях. Отсюда следует, что более целесообразно применять большое количество узких камер, а не широкие камеры в небольшом количестве.

Особенно важно выдержать малый размер зазора b. Минимальными значениями являются

$$b = 0,6 \frac{D}{1000} + 0,1 \text{ до } 0,2 \text{ мм}, \qquad (2.74)$$

которые применимы для воздуха, для воды, для гладких зазоров и лабиринтов с острыми уплотняющими гребнями. При этом следует иметь в виду, что гладкие зазоры применяются только для капельных жидкостей. Если рабочее число оборотов лежит выше критического, то рекомендуется удвоить минимальный зазор. Уменьшение ширины зазора b снижает потери в зазоре в значительно большей степени, чем увеличение осевой длины уплотнения, потому что уменьшается не только величина μ, но и проходное сечение зазора.

Вернемся обратно к начатому ранее сравнению влияния наружного и внутреннего зазора у радиального колеса, причем будем рассматривать гладкие зазоры, которые преимущественно применяются при подаче воды. Обозначим размеры внутреннего зазора индексом i (см. фиг. 68, a), а размеры наружного зазора индексом a. Тогда согласно уравнению (2. 70) будем иметь

$$\frac{\mu_i^2}{\mu_a^2} = \frac{\frac{\lambda L_a}{2b_a} + 1,5}{\frac{\lambda L_i}{2b_i} + 1,5}.$$

Вследствие трения колеса о жидкость нельзя предусмотреть длинного зазора; действительным условиям соответствуют значения $L_a/b_a \approx 15, L_i/b_i \approx 200$. При $\lambda = 0,03$ получается $\mu_i^2/\mu_a^2 = 0,383$. Можно принять отношение $F_a/F_i = 4$ откуда, согласно уравнению (2. 69), получаем

$$H_x = \frac{Hp}{1 + 0,383/16} = 0,976 H_p. \qquad (2.75)$$

Из того что H_x приблизительно равняется H_p явствует, что наружный зазор очень мало эффективен. Поэтому для рассматриваемой конструкции колеса можно допустить отсутствие потерь давления при протекании жидкости через наружный зазор.

Давление H_x действительно различно на внутренней и наружной окружностях, потому что перемещаемая жидкость вращается. Если пренебречь трением о стенки колеса и корпуса, то поток в боковом пространстве между ними должен следовать закону площадей, т. е. сохранять постоянный момент количества движения. Наличие трения изменяет процесс в том направлении, что перемещаемая среда между колесом и корпусом ведет себя как диск [105], который вращается с угловой скоростью, равной половине скорости колеса (следовательно представляет известным образом вихрь с напряжением $\frac{\omega}{2}$).

Тогда создается случай, рассмотренный в разделе 9 п. в, распределения давления по поверхности колеса, согласно параболоиду вращения (см. фиг. 28). Граничное условие дается тем, что по наружной окружности колеса давление равняется давлению в зазоре. Вследствие этого по уравнению (2. 17) раздела 9п.в, давление во внутреннем зазоре (так как там окружная скорость составляет $u_i = \pi D_1 n/60$) будет равняться

$$H_{pi} = H_p - \frac{(u_2/2)^2 - (u_i/2)^2}{2g} = H_p - \frac{1}{4} \cdot \frac{u_2^2 - u_i^2}{2g}. \qquad (2.76)$$

Давление в зазоре H_p вычисляется по уравнениям (3. 30) и (3. 30а) раздела 20 п. в. Утечки через рассматриваемый зазор составляют, следовательно,

$$V_{sp} = \mu_i F_i \sqrt{2gH_{pi}}, \qquad (2.77)$$

где $F_i = \pi D_i b_i$.

У многоступенчатых насосов возникает обратный поток через неплотность на стороне, противоположной впуску, потому что добавляется зазор в месте прохода вала к следующей ступени (см. фиг. 67), который также должен быть соответствующим образом учтен при расчете; при хорошей конструкции насоса утечки через этот зазор очень малы.

К потерям в зазоре следует добавить потери в сальниках и соответствующий расход для компенсации осевого давления в случае наличия для этого специальных устройств.

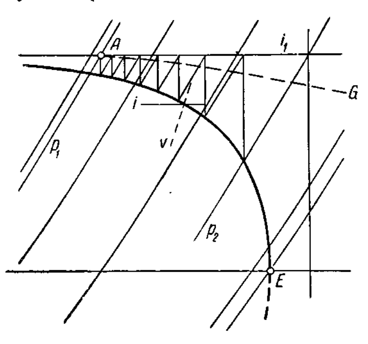
б) Учет расширения объема в уплотнительном зазоре в случае газов. При высоком давлении в уплотнении, т. е. у лабиринтов для уравновешивающих поршней компрессоров для поглощения осевых усилий (см. фиг. 353) или при уплотнении валов со стороны высокого давления (см. фиг. 366) нельзя пренебрегать расширением объема газа при его протекании через уплотнение. Здесь, очевидно, имеется участок трения того вида, который был рассмотрен в разделе 14 п. д и который можно охарактеризовать с помощью линии Фанно на диаграмме $i - S$. При этом за сечение трубы при лабиринтном зазоре принимается сечение зазора F или в случае заостренных уплотнительных гребней сечение $f = \alpha F$, причем $\alpha = f/F$ соответствует описанному выше сужению сечения.

Если лабиринтные камеры используются полностью, следовательно так, что скорость полностью уничтожается в любой из них, то с помощью линии Фанно можно определить количество требуемых уплотнительных гребней, для этого, задавшись допустимой величиной потерь, через уплотнение G *кг/сек* и площадью $f = \alpha F$, строят линию Фанно путем вычисления теплоперепадов относительно линии A начального теплосодержания.

$$i_1 - i = \Delta i = \frac{1}{2 \cdot 427 g} \left(\frac{G}{f}\right)^2 v^2. \qquad (2.78)$$

Далее от начального состояния A наносят между линией Фанно зигзагообразную линию, которая изображена на фиг. 73 до дости-

жения выходного давления p_2. Такое построение допустимо, поскольку расширение в зазоре происходит приблизительно адиабатически; возникшая скорость затухает при постоянном давлении в камере, причем газ будет возвращаться к своему первоначальному теплосодержанию i_1, т. е. к своей первоначальной температуре. Количество полученных адиабат дает требуемое количество уплотнительных гребней. В случае, когда конечной точке E линии Фанно (ей соответствует вертикальная касательная) соответствует давление выше конечного и поэтому отсутствует пересечение линии Фанно с последней адиабатой, лабиринт следует также прервать; это вытекает из невозможности превышения скорости звука. Продолжение лабиринта снизило бы пропускную способность уплотнения по сравнению с G и тем самым изменялись бы исходные условия в выходном зазоре лабиринтного уплотнения.



Фиг. 73. Определение потребного числа лабиринтных гребией.

Расширение в зазоре протекает в действительности неточно адиабатически, а вследствие трения о противоположную стенку зазора с некоторым неизвестным увеличением энтропии. Кроме того, неполностью уничтожается скорость. Но последнее влияние при описанном выше построении можно учесть, если линию ориентировочно заменить слегка наклоненной линией AG. Оба описанные влияния сильно зависят от конструкции уплотнения. Поскольку они оказывают противоположное воздействие на процесс истечения через уплотнения, их влияние частично уравновешивается.

Стодола [106] вывел следующие формулы для лабиринтов с очень большим количеством уплотнительных колец при ряде упрощающих предположений:

а) Для докритической области, т. е. при $P_2 > 0{,}85\ P_1/\sqrt{z+1{,}5}$

$$G = f\sqrt{\frac{g}{zP_1v_1}\left(P_1^2 - P_2^2\right)}\ ; \qquad (2.79)$$

б) Для сверхкритической области, т. е. при $P_2 < 0{,}85\ P_1$

$$G = f\sqrt{\frac{gP_1}{(z+1{,}5)\,v_1}}\ . \qquad (2.79a)$$

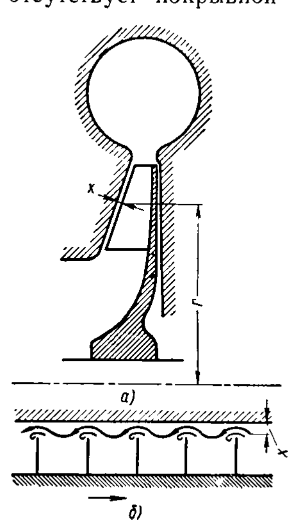
Здесь вновь $f = \alpha F$ и для постоянных газов $P_1 v_1 = RT_1$. Благодаря этим формулам [1] создается простая возможность расчета, конечно, при несколько пониженной точности.

[1] Согласно формулам (2. 79) и (2. 79а) для потока в данном лабиринте применима закономерность «парового конуса», найденная Стодолой для паровых турбин, т. е. взаимную зависимость между G, P_1 и P_2 при постоянном значении T_2 можно представить в виде кругового конуса.

Описанный способ в последнее время подвергся дальнейшему развитию на основе экспериментальных данных [107].

Принимая во внимание, что зазоры должны быть по возможности выбраны малыми, уже после первых часов работы следует ожидать значительного их расширения из-за соприкасания. По этой причине практически высокая точность расчета не требуется.

в) Колеса без покрывных дисков. Если у облопаченного колеса отсутствует покрывной диск, что может иметь место не только у радиальных колес (фиг. 74, *а*), но также в особенности у осевых колес (фиг. 180), то повышенное давление на напорной стороне лопатки относительно подсасывающей вызывает перетекание (см. фиг. 74, *б*) вокруг открытой лопатки через зазор x. Как показывает опыт, этот процесс, в противоположность ранее рассмотренным, вызывает в первую очередь снижение давления, развиваемого колесом, что легко объясняется тем, что перепад давлений на лопатке снижается по направлению к зазору. До настоящего времени не удалось точно рассчитать эти потери [109], [110]. Задачу можно приближенно решить, если считать решающим отношение F/A, т. е. площадь зазора F к проходному сечению A колеса. Это отношение составляет:



Фиг. 74. Потери через зазор у открытой кромки лопатки.

у радиальных колес (фиг. 74) $F/A = 2x/(b_1 + b_2)$;

у аксиальных колес (см. фиг. 180) $F/A = \frac{2\pi r_a x}{\pi\left(r_a^2 - r_i^2\right)} = \frac{2x/r_a}{1-(r_i/r_a)^2}$, где x означает ширину зазора, b_1, b_2 — ширину входа и выхода радиальных лопаток, r_a, r_i — внешний радиус или радиус втулки осевого колеса.

Если ввести теперь относительные потери расхода $V_{sp}/V = \alpha F/A$, напора $\Delta H/H = \beta F/A$, к. п. д. $\Delta\eta/\eta = \gamma F/A$, то для обычных малых зазоров, согласно данным опыта, можно приближенно принять:

для радиальных насосов [111] $2\alpha = \beta = \gamma \approx 1{,}5$ до $3{,}0$;

для осевых насосов [112] $\alpha = 1{,}25$; $\beta = 2{,}5$; $\gamma = 2{,}15$.

Необходимо принять во внимание влияние формы зазора, о чем сообщалось в пункте «б» настоящего раздела. Округленные или стреловидные формы концов лопаток являются неблагоприятными. В случае односторонне заостренных кромок лучше всего располагать их на всасывающей стороне лопатки. Коэффициенты α, β, γ зависят, кроме того, от формы характеристики трубопровода (см. раздел 89). Приведенные выше значения соответствуют параболической характеристике с вершиной в начале координат, т. е. $\frac{V}{\sqrt{H}} = \mathrm{const}$, что точно соответствует вентиляторам. У водяных насосов форма харак-

теристики большей частью несколько более пологая, вследствие чего увеличивается коэффициент α, а коэффициент β уменьшается. Кроме того, у толстых лопаток α больше, чем у тонких.

Для выбора зазора x можно принять те же соотношения, которые были приведены для выбора ширины зазора в уплотнениях, т. е. уравнение (2. 74). Результаты наших собственных и других [113] опытов позволяют заключить, что у закрытого колеса, т. е. при $x = 0$, хотя и исчезают объемные потери, но H и η становятся меньше, чем у открытого канала с малой шириной зазора. Причина этого лежит не только в увеличении трения о стенки, но также в том, что поток через зазор, очевидно, отсасывает пограничный слой. Поэтому можно установить оптимальное значение F/A или оптимальную ширину зазора x. Последняя для осевых компрессоров имеет порядок величины $x/(r_a - r_i) \approx (0{,}01 \div 0{,}02)$.

15а. ЗАТРАТА ЭНЕРГИИ НА ТРЕНИЕ ВРАЩАЮЩИХСЯ ДИСКОВ

Наружные поверхности рабочих колес лопаточных машин подвергаются действию сил трения жидкости. Соответствующая затрата энергии на трение может быть вычислена, исходя из рассмотрения круглого плоского диска, вращающегося между параллельными стенками корпуса (фиг. 75).

Сопротивление трения на 1 $м^2$ вырезанного узкого кольца с радиусом x и шириной dx можно приравнять

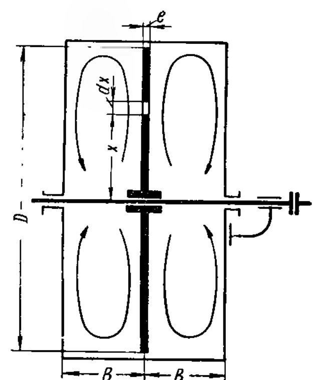
$$\gamma h_v = \gamma \zeta \frac{(x\omega)^2}{2g}.$$

Сопротивление трения кольца, у которого площадь обеих поверхностей равняется $d0 = 2{,}2\ \pi dx$, следовательно, составляет

$$dW = \gamma h_v d0 = \gamma \zeta \frac{(x\omega)^2}{2g} 4x\pi dx, \quad (2.80)$$

а момент приложенных сил трения

$$dM = dWx = \frac{2\gamma}{g} \pi \zeta \omega^2 x^4 dx. \quad (2.81)$$



Фиг. 75. Трение вращающегося диска.

Здесь ζ должно быть функцией числа Рейнольдса этого кольца. Но целесообразно и для окончательного результата почти равноценно рассматривать ζ сперва постоянной величиной; зависимость от числа Рейнольдса можно учесть соответствующим образом для всего диска в конце расчета [115]. Тогда интегрирование выражения (2. 81) при постоянном значении γ, предполагая жидкость несжимаемой, дает

$$M = \int_{x=0}^{x=\frac{D}{2}} dM = 2 \frac{\gamma}{g} \pi \zeta \omega^2 \frac{\left(\frac{D}{2}\right)^5}{5}.$$

Если диск имеет толщину e, то на наружной торцовой поверхности с площадью πDe возникает сопротивление трения

$$W' = \gamma h_v \pi De = \gamma\zeta \frac{\left(\frac{D}{2}\cdot\omega\right)^2}{2g}\pi De = \frac{\gamma}{g}\zeta\pi\omega^2\left(\frac{D}{2}\right)^3 e.$$

Это создает дополнительный момент

$$M' = W'\frac{D}{2} = \frac{\gamma}{g}\zeta\pi\omega^2\left(\frac{D}{2}\right)^4 e.$$

Суммарный момент трения, действующий на диск, составляет таким образом (поскольку оба значения ζ считаются одинаковыми):

$$M_{общ} = M + M' = \frac{\gamma}{g}\zeta\pi\omega^2\left(\frac{D}{2}\right)^4\left(\frac{D}{5}+e\right)$$

отсюда мощность трения в лошадиных силах после объединения констант будет равняться

$$N_r = \frac{M_{общ}\omega}{75} = K\gamma\omega^3 D^4 (D+5e). \qquad (2.82)$$

Здесь K – функция числа Рейнольдса всего диска $\mathrm{Re}_s = uD/2\nu$, где $u = \omega D/2$ — окружная скорость диска; следовательно

$$\mathrm{Re}_s = \frac{\omega\left(\frac{D}{2}\right)^2}{\nu}. \qquad (2.83)$$

Кроме того, коэффициент k зависит еще от шероховатости поверхности.

Другие практически применимые виды уравнения (2.82) получаются при $\omega = \frac{\pi n}{30}$ или $\omega = \frac{2u}{D}$, а именно

$$N_r = K'\gamma\left(\frac{n}{1000}\right)^3 D^4 (D+5e) \qquad (2.84)$$

или

$$N_r = k\gamma u^3 D (D+5e) \qquad (2.85)$$

причем константы связаны соотношением

$$k = 7{,}0\cdot 10^{-6}K' = 8K. \qquad (2.86)$$

Тщательные измерения Зумбуша [116] (фиг. 76) показали зависимость коэффициента k от числа Рейнольдса Re_5 (в виде непрерывно снижающихся слева направо кривых), что совпадает с результатами измерений и расчетов Шульца — Грунова [117]. Эта линия непрерывно изгибается при переходе из ламинарной в турбулентную область, в соответствии с тем, что переходная зона у колеса перемещается от окружности к оси с ростом числа Рейнольдса.

До настоящего времени для центробежных насосов для воды и воздушных вентиляторов в уравнении (2. 85) применялось неизменное значение $k = 1{,}1 \cdot 10^{-6}$. Эта величина давала бы, согласно фиг. 76 для шероховатого диска примерно $\mathrm{Re}_s = 7{,}0 \cdot 10^5$, что для

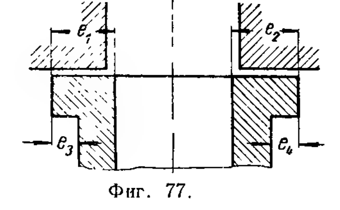
Фиг. 76. Зависимость коэффициента трения $k = \frac{N_r\ (л.\ с.)}{D^2 \gamma u^3}$ в уравнении (2. 85) при $e = 0$ от числа Рейнольдса $\mathrm{Re}_s = \frac{\omega \left(\frac{D}{2}\right)^2}{\nu}$ и от бокового зазора B/D для гладких и шероховатых дисков.

средних условий является несколько низким и поэтому дает несколько завышенные расчетные данные. Но ввиду того, что поверхности трения колес насоса больше поверхности плоского диска и названное значение оправдало себя на практике, его следует применять и дальше при ориентировочных расчетах, и, следовательно, можно написать

$$N_r = 1{,}1 \cdot 10^{-6} \gamma u^3 D (D + 5e). \qquad (2.\ 87)$$

Принимая во внимание фиг. 77 следует ввести

$$e = e_1 + e_2 + e_3 + e_4.$$



Фиг. 77.

Естественно конструктор стремится сделать e по возможности малым. В среднем можно принять $(D + 5e)/D = 1{,}1$, отсюда уравнение (2. 87) перепишется следующим образом

$$N_r = 1{,}2 \cdot 10^{-6} \gamma u^3 D^2. \qquad (2.\ 87\ а)$$

Тогда соответствующие формы уравнений (2. 82) и (2. 84)

$$N_r = 0{,}15 \cdot 10^{-6} \gamma \omega^3 D^5; \quad (2.88)$$

$$N_r = 0{,}17 \cdot \gamma \left(\frac{n}{1000}\right)^3 D^5. \quad (2.89)$$

В важнейших случаях следует пользоваться зависимостью трения колеса от числа Рейнольдса и шероховатости, изображенной на фиг. 76. Необходимо в этих случаях также принять во внимание влияние бокового расстояния B диска от стенок корпуса. В промежуточном пространстве между колесом и корпусом вращается жидкость с угловой скоростью, равной ω в пограничном слое у колеса и равной нулю у стенок корпуса. Как было уже сказано в пункте «б» раздела 15, среднюю скорость при достаточно узком промежуточном пространстве и не слишком высоком числе Рейнольдса можно приближенно принять равной $\omega/2$, что приблизительно подтверждается приведенными выше измерениями Шульца—Грунова. Только в пограничном слое, как например, при течении через трубу, скорость приближается к скорости колеса или неподвижной стенки корпуса, так что жидкость между колесом и корпусом вращается как твердое тело с угловой скоростью приблизительно равной $\omega/2$.

Ширина промежуточного пространства B оказывает влияние на энергию трения, поскольку при очень малых отношениях ширины к диаметру B/D начинают действовать большие коэффициенты трения узкого зазора (фиг. 49 и 70). С другой стороны, при больших расстояниях B во вторичном движении, показанном на фиг. 75, начинают участвовать большие массы жидкости, которые непрерывно ускоряются диском, в связи с чем при увеличении отношения B/D снова несколько возрастает трение колеса после перехода через минимум (кривая A на фиг. 76).

Шероховатость стенок увеличивает постепенно сопротивление, аналогично случаю шероховатости трубы (фиг. 49), как показано пунктирными линиями на фиг. 76 для обточенного, но не отшлифованного колеса (в зависимости от числа Рейнольдса Re_s) Ввиду того что диаметр колеса фигурирует в уравнении для N_r в пятой степени, то достаточно обработать колеса снаружи только до диаметра $0{,}7D$, чтобы достигнуть 85% технически возможного улучшения. В соответствии с выводами, изложенным в разделе 13 пункт «а», не имеет смысла шлифовать колесо при малых значениях числа Рейнольдса Re_s.

Для точного учета всех упомянутых влияний Пантель [118] опубликовал статью, в которой собраны все результаты опытов Феттингера. Их применение поясняется на числовых примерах. Дикман [120] эти результаты свел в диаграммы.

У компрессоров с большим напором на каждой ступени увеличение γ после выхода из колеса повышает N_r: в этих случаях рекомендуется выбирать значение $\gamma = \frac{1}{v}$ соответственно параметрам воздуха на выходе из колеса.

ГЛАВА III

МЕХАНИЗМ ТЕЧЕНИЯ В РАБОЧЕМ КОЛЕСЕ И РАБОТА ЛОПАТОК

16. АБСОЛЮТНОЕ И ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ, БЕЗУДАРНЫЙ ВХОД

Рассмотрим поток, протекающий изнутри наружу радиального колеса (фиг. 78) с лопатками AB. Этот поток воспринимается наблюдателем иначе, если он движется вместе с колесом, чем наблюдателем, находящимся в неподвижном состоянии. Скорость, которую имеет частица относительно неподвижного окружения, называется абсолютной, а скорость которую воспринимает наблюдатель, перемещающийся вместе с колесом в непосредственной близости от себя называется относительной. Обозначим, согласно ДИН 1331, для любого места рабочего колеса:

u — окружную скорость, т. е. скорость, с которой вращается точка рабочего колеса;

c — абсолютную скорость потока, т. е. скорость относительно неподвижного окружения;

w — относительную скорость потока, т. е. скорость относительно рассматриваемой точки лопатки;

α — угол между векторами скоростей u и c;

β — угол между w и отрицательным направлением скорости u;

и снабдим эти обозначения индексами со следующим значением;

0 — место ненарушенного набегающего потока[1] непосредственно перед входом в каналы рабочего колеса;

1 — место непосредственно после входа в канал;

2 — место непосредственно перед выходом из канала;

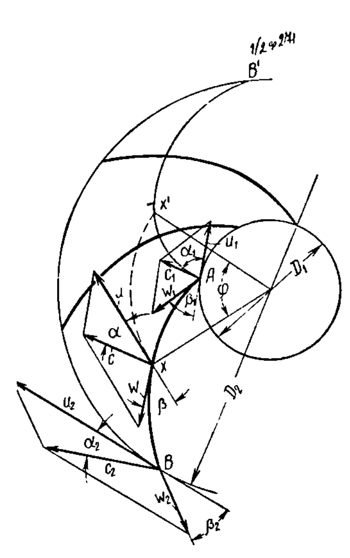
3 — место ненарушенного потока непосредственно после выхода из канала.

Абсолютная скорость c получается тогда путем векторного сложения окружной скорости u и относительной скорости w, т. е. w и u образуют по величине и направлению параллелограмм, изображенный на фиг. 78 для одной точки лопатки x. Диагональ этого параллелограмма представляет абсолютную скорость c, а его стороны характеризуют относительную скорость w и окружную скорость u по направлению и величине. Следовательно, векторы этих трех

[1] Потока, ие испытавшего еще воздействия рабочего колеса.

скоростей образуют стороны треугольника. На той же фигуре построена также диаграмма скоростей для входа и выхода.

Первоначально предположим, что относительный поток протекает так, как будто имелось бесконечно большое количество очень тонких лопаток. В этом случае линии тока можно рассматривать конгруентными, а поток одноразмерным. Путь воды относительно колеса имеет тогда форму рабочей лопатки AB. Начало лопатки при безударном входе по направлению относительной скорости w_1 находится под углом β_1 к окружности; точно также конец лопатки по направлению w_2 находится под углом β_2 к окружности. Во избежание потерь, требуется безударный вход, т. е. сложение абсолютной входной скорости c_1 с окружной скоростью u, должно давать направление относительной входной скорости w_1, совпадающее с направлением первого элемента лопатки; это, конечно, точно соответствует только бесконечному числу лопаток и выполнимо только при определенном расходе, который называется нормальным.



Фиг. 78. Графическое изображение скоростей в канале рабочего колеса.

Абсолютная траектория отдельной частицы AB', т. е. та траектория, которую может видеть неподвижный наблюдатель, имеет при входе направление абсолютной скорости c_1, образующее с окружностью входа угол α; на окружности выхода направление абсолютной траектории совпадает с направлением абсолютной скорости c_2 и образует с окружностью выхода угол α_2. Таким образом, когда частица, движущаяся из точки A, достигнет точки x колеса, то относительно неподвижного наблюдателя она переместится в точку x'. При этом xx' есть путь, пройденный точкой x самого колеса за время t, в течение которого рассматриваемая частица переместилась в своем относительном движении из точки A в точку x. Иначе говоря, центральный угол φ дуги xx' равняется ωt при условии постоянной угловой скорости колеса ω.

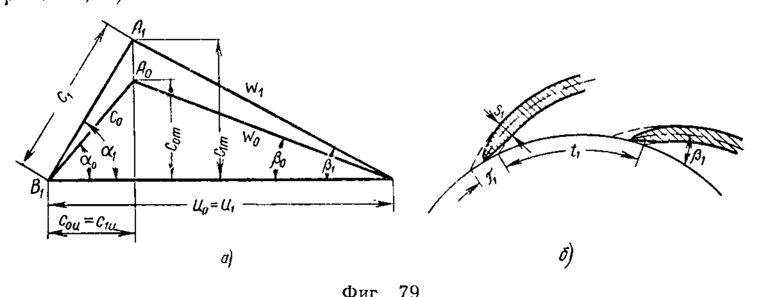
Непосредственно перед рабочей лопаткой вода имеет скорость c_0, которая меньше скорости c_1 непосредственно после входа на рабочее колесо, из-за сужения вследствие конечной толщины лопаток. На основании условий неразрывности составляющие скорости, параллельные радиусу (фиг. 79), т. е. лежащие в меридиальной плоскости

$$c_{0m} = c_0 \sin\alpha_0 = w_0 \sin\beta_0 \text{ и } c_{1m} = c_1 \sin\alpha_1 = w_1 \sin\beta_1$$

должны удовлетворить равенству,

$$c_{1m} = c_{0m} \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}. \qquad (3.1)$$

В этом выражении t_1 есть длина дуги окружности входа между двумя соседними лопатками, т. е. шаг лопаток при входе, а σ_1 есть толщина лопатки, замеренная в направлении окружности входа (фиг. 79, *б*).



Фиг. 79.

а — треугольники скоростей на входе в канал рабочего колеса; *б* — входная кромка лопатки.

Если z есть число лопаток рабочего колеса и D_1 — диаметр окружности входа, то шаг t_1 будет равен:

$$t_1 = \frac{\pi D_1}{z} \qquad (3.2)$$

Между толщиной лопатки s_1, измеренной по нормали к ее поверхности, и толщиной σ_1 определяющей уменьшение входного сечения, существует соотношение

$$\sigma_1 = \frac{s_1}{\sin \beta_1}. \qquad (3.3)$$

Обе скорости c_1 и c_0 относятся к входу, т. е. к одному и тому же параллельному кругу. Для создания перехода одной скорости в другую без отрыва потока целесообразно лопатку сузить на входе и закруглить (см. фиг. 79, *б*). Резкое заострение дает лишь незначительное ухудшение к. п. д., согласно опытам, проведенным на крыльях. Но это закругление делает лопатку более чувствительной к небольшим отклонениям относительной входной скорости от направления лопатки и менее стойкой против износа.

На фиг. 79, *а* показана диаграмма скорости с учетом вывода, сделанного на основании закона количества движения, что поток при безударном входе в суженное сечение сохраняет окружную составляющую скорости $c_{0u} = c_{1u}$.

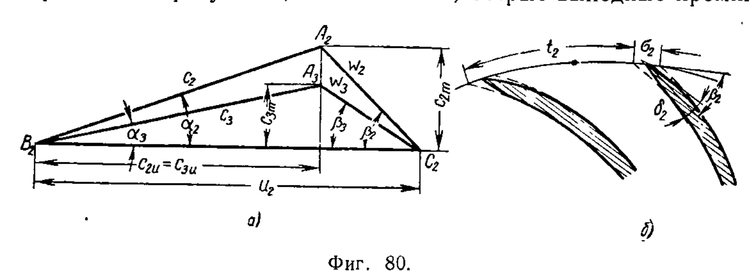
На выходе конечная толщина лопатки, наоборот, обуславливает замедление меридиональной составляющей скорости с

$$c_{2m} = w_2 \sin \beta_2 = c_2 \sin \alpha_2 \quad \text{до} \quad c_{3m} = w_3 \sin \beta_3 = c_3 \sin \alpha_3$$

(фиг. 80), так что

$$c_{3m} = c_{2m} \frac{t_2 - \sigma_2}{t_2} \tag{3. 4}$$

При этом предполагается, что концы лопаток обладают формой, показанной пунктирными линиями. Ввиду того что при незначительном снижении скорости, как указывалось выше, при известных условиях внезапное изменение сечения равноценно постепенному переходу, подобные упрощенные формы лопатки дают такой же удовлетворительный результат, как и тонкие, острые выходные кромки,



Фиг. 80.

а — треугольник скоростей на выходе рабочего колеса; *б* — выходная кромка рабочей лопатки.

которые соответствуют сплошной линии на фиг. 80, *б*. Угол заострения δ_2 в последнем случае следует выбирать не меньше, чем это допускается условиями износа. Направление выхода берут на биссектрисе угла заострения, хотя, по-видимому, превалирует влияние подсасывающей стороны лопатки. Таким образом, имеется возможность влиять в некоторых пределах на направление выхода путем того или иного профилирования заострения кромок лопатки.

По выходе из канала окружная составляющая скорости остается неизменной согласно доказательству, приведенному в разделе 8а. Следовательно, $w_2 \cos \beta_2 = w_3 \cos \beta_3$ и также $c_{2u} = c_{3u}$. Отсюда треугольник скоростей на выходе $A_2B_2C_2$ (см. фиг. 80, *а*) переходит в треугольник $A_3B_2C_2$, откуда видно, что как абсолютная, так и относительная скорости изменяют свое направление.

17. МОМЕНТ СИЛ, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА ЛОПАТКИ, И ИХ РАБОТА H_{th}, ОТНЕСЕННАЯ К 1 *кг* ПРОТЕКАЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ

Напор H можно определить по скоростям на входе и выходе колеса путем вычисления работы, передаваемой рабочей лопаткой 1 *кг* протекающей жидкости, т. е. через теоретическую высоту напора H_{th}, что рассматривалось уже в разделе 4. На основании этого и задаваясь величиной лопаточного к. п. д. η_h, вычисляется H с помощью равенства

$$H = \eta_h \cdot H_{th}. \tag{3. 5}$$

а) Общий вывод с помощью закона количества движения, справедливый также и для конечного числа лопаток. Согласно разделу 8 примем за контрольные плоскости поверхности вращения вдоль входа и выхода лопаточных каналов, т. е. перед входной кромкой и позади выходной кромки лопаток. На фиг. 81 показаны обе цилиндрические поверхности *I* и *II*. Соединительные поверхности представляют наружные поверхности колеса, так что цилиндр *I* пересекает стенки колеса, что, однако, не вредит, потому что искомый крутящий момент действует в плоскости пересечения. Нормальные силы, создаваемые силами, действующими в цилиндрической контрольной поверхности, т. е. давление жидко-

Фиг. 81. Применение закона момента количества движения к рабочему лопаточному колесу.

сти, не создают вращающего момента и поэтому могут не приниматься во внимание; момент создается главным образом импульсом жидкости, проходящей через контрольную поверхность и в результате воздействия вязкости, т. е. тангенциальными силами. Если обозначить согласно фиг. 81:

c_0, c_3 — средние скорости потока при пересечении контрольной поверхности на входе или выходе;

α_0, α_3 — углы этих скоростей с направлением окружности;

r_1, r_2 — радиусы обеих контрольных цилиндрических поверхностей в *кг/сек*;

G — расход в *кг/сек*,

то будут действовать следующие силы, независимо от протекания потока внутри колеса: на цилиндрической поверхности *I* — секундный импульс $G/g \cdot c_0$, сила реакции которого направлена навстречу вектору скорости c_0; плечо равняется $l_0 = r_1 \cos \alpha_0$, следовательно, момент определяется формулой

$$M_0 = -\frac{G}{g} c_0 l_0 = -\frac{G}{g} c_0 r_1 \cos \alpha_0,$$

на контрольной поверхности *II* — секундный импульс G/gc_3, сила реакции которого совпадает с направлением вектора скорости c_3 и, следовательно, имеет плечо $l_3 = r_2 \cos \alpha_3$, а момент равен

$$M_3 = \frac{G}{g} c_3 l_3 = \frac{G}{g} c_3 r_2 \cos \alpha_3.$$

На всю контрольную поверхность действуют тангенциальные силы, которые обусловлены турбулентным обменом импульсом между каналом и наружным пространством, возникающим в цилиндрических плоскостях *I* и *II*. Эти силы вызывают напряжения сдвига и соответственно момент M_τ, На боковые поверхности действуют силы трения колеса о жидкость, что рассматривалось в разделе 15а. Если исключить эти силы, то вместо суммарного, передаваемого валом момента, действующего в плоскости сечения через стенку колеса, остается момент, передаваемый лопатками, который равняется $M = M_3 + M_0 + M_r$ или

$$M = \frac{G}{g}(r_2 c_3 \cos\alpha_3 - r_1 c_0 \cos\alpha_0) + M_\tau\,. \tag{3.6}$$

Ввиду того что $c_3 \cos\alpha_3 = c_{3u}$ и $c_0 \cos\alpha_0 = c_{0u}$ представляют окружные компоненты скорости на выходе и входе, то можно уравнение (3. 6) переписать также в следующем виде

$$M = \frac{G}{g}\,(r_2 c_{3u} - r_1 c_{0u}) + M_\tau\,. \tag{3.7}$$

Выражение в скобках представляет приращение количества движения, приходящееся на единицу массы. Член M_τ обусловленный влиянием вязкости, оказывает одинаковое воздействие как и трение колеса и поэтому, как и последнее, может быть исключено при рассмотрении сил, действующих на лопатки. Тогда можно написать

$$M = \frac{G}{g}\,\Delta(rc_u) \tag{3.7a}$$

при

$$\Delta(rc_u) = r_2 c_{3u} - r_1 c_{0u}.$$

Следовательно, крутящий момент, передаваемый лопатками, равен приращению момента количества движения секундного расхода жидкости.

Из уравнения (3. 7), кроме того, вытекает для свободного течения, т. е. при $M = 0$; $M_\tau = 0$, закон постоянства момента количества движения поскольку в этом случае $r_2 c_{3u} - r_1 c_{0u} = 0$.

Теоретическая работа лопатки H_{th}, отнесенная к 1 *кг*, получится из следующих двух выражений для работы лопатки в секунду, если через ω обозначить угловую скорость колеса

$$M\omega = GH_{th}, \text{ т. е. } H_{th} = \frac{M\omega}{G}$$

или согласно уравнению (3. 7)

$$H_{th} = \frac{\omega}{g}(r_2 c_{3u} - r_1 c_{0u}). \tag{3.8}$$

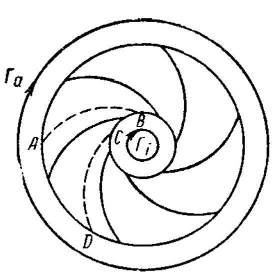
Последнее уравнение является основным; оно справедливо как для жидкости, так и для газов поскольку при его выводе нигде не рассматривался объем. Форма колеса также не играет роли,

Если ввести в уравнение окружные скорости колеса на радиусе r_2 и r_1, равные $u_2 = r_2\omega$ и $u_1 = r_1\omega$, то получаем

$$H_{th} = \frac{1}{g}(u_2 c_{3u} - u_1 c_{0u}). \tag{3. 9}$$

При наличии конечного расстояния между рабочими лопатками, абсолютное течение в непосредственной близости перед и позади венца лопаток не является более стационарным (см. разд. 19 и 20). Несмотря на это, вполне допустимо применение закона количества движения, если в качестве скоростей c_{0u} и c_{3u} рассматривать их средние значения.

Введение в рассмотрение циркуляции. Аналогично тому, как это было сделано в разделе 10 при рассмотрении осевого колеса, можно и в данном случае использовать понятие циркуляции, так как давление на лопатки может быть создано только в результате взаимодействия расходного и циркуляционного потоков. Последний следует всегда определять в абсолютном течении и его влияние можно рассматривать как учитывая, так и не учитывая вихревой поток вокруг отдельных лопаток (фиг. 82). Обозначим циркуляцию по наружному контуру, охватывающему колесо, через Γ_a, по внутреннему Γ_i. Определим эти две величины вдоль окружностей с радиусами r_2 и r_1, тогда получим



Фиг. 82.

$$\Gamma_a = c_{3u} \cdot 2r_2\pi = 2\pi (r_2 c_{3u});$$

$$\Gamma_i = c_{0u} \cdot 2\pi r_1 = 2\pi (r_1 c_{0u})$$

или

$$r_2 c_{3u} = \frac{\Gamma_a}{2\pi}; \quad r_1 c_{0u} = \frac{\Gamma_i}{2\pi}.$$

Отсюда пренебрегая членом M_r, характеризующем вязкость, уравнение (3. 7) можно написать в следующем виде

$$M = \frac{G}{2\pi g}(\Gamma_a - \Gamma_i). \tag{3. 10}$$

Это выражение представляет обобщение закона Кутта — Жуковского (см. уравнение (2. 22) раздела 10). Далее из уравнения (3. 8) следует

$$H_{th} = \frac{\omega}{2\pi g}(\Gamma_a - \Gamma_i). \tag{3. 11}$$

Наличие внутренней циркуляции Γ_i предполагает наличие вихревого источника в набегающем потоке (фиг. 43). Ввиду того что циркуляции по наружному и внутреннему контурам отличаются друг от друга, то между ними должны находиться вихревые области,

которые и приводят к изменению циркуляции; последние могут быть представлены только лопатками, поскольку рассматривается течение (абсолютное) без трения, т. е. безвихревое. Согласно изложенному в разделе 9, циркуляция равняется сумме циркуляций вдоль замкнутого пути интегрирования. Если обозначить буквой Γ_s циркуляцию вокруг отдельных лопаток, которую следует определять исходя из мгновенной картины абсолютных скоростей, то при количестве лопаток z получим соотношение

$$\Gamma_a = \Gamma_i + z\,\Gamma_s, \tag{3. 12}$$

что можно также непосредственно вывести, если на фиг. 82 выбрать путь интегрирования $ABCDA$ для определения циркуляции вокруг лопатки таким образом, чтобы линии AB и CD совпадали в результате поворота на шаг лопатки, потому что тогда линейные интегралы вдоль этих линий будут равны и отличаться только знаком, следовательно при суммировании отпадут.

Поскольку $\Gamma_a - \Gamma_i = z\Gamma_s$, то уравнение (3. 11) дает

$$H_{th} = \frac{\omega}{2\pi g} z\Gamma_s. \tag{3. 13}$$

Циркуляция Γ_s вокруг отдельной лопатки возникает при запуске колеса таким же образом, как это было описано в разделе 9.

В уравнениях (3. 11)—(3. 13) величина $\frac{\omega}{2\pi}$ означает число оборотов колеса в секунду. Эти уравнения, в которые введена циркуляция, редко применяются при расчете насосов и компрессоров, поскольку уравнение (3. 9) равноценно ему и более наглядно. К этому еще следует добавить, что часто приходится исходить из представления о бесконечно большом количестве лопаток бесконечно малого шага.

б) Разложение потока в случае бесконечного числа лопаток. Для восстановления связи с одноразмерной струйной теорией выведем формулу для течения, конгруентного лопаткам. Эта теория, основанная на предположении о конгруентном лопаткам течении, и исходящая из предположения о бесконечно большом количестве бесконечно тонких лопаток, должна будет, как правило, применяться при дальнейших расчетах, потому что только в этом случае, как это будет показано в разделах 19 и 20, направление относительных входных и выходных скоростей совпадают с направлением первого и последнего элементов лопаток. Ввиду того что удельная работа лопаток, определенная, исходя из предложения о бесконечно большом числе лопаток, отличается от действительного ее значения H_{th}, мы обозначим эту работу буквой $H_{th\infty}$ и определим ее как приращение энергии на килограмм жидкости, протекающей через колесо, включая потери энергии давления Z_1 в рабочих лопатках. Используемое приращение энергии выражается, с одной стороны, в увеличении давления $H_{p\infty}$ за колесом и, с другой стороны, в приращении кинетической энергии, соответственно изменению абсолютной ско-

рости c_0 перед лопатками для скорости c_2 на выходе рабочего колеса, иначе говоря

$$H_{th\infty} = H_{p\infty} + \frac{c_2^2 - c_0^2}{2g} + Z_I. \tag{3. 14}$$

Для определения $H_{p\infty}$ разложим поток в канале на два отдельных составляющих потока. Один из них представляет поток во вращающемся колесе при отсутствии расхода через него, а другой поток соответствует данному расходу через неподвижное колесо. При конечном числе лопаток первый поток возникает вследствие вытеснения жидкости лопатками при отсутствии протекания (как у пластины, которая перемещается прямолинейно в неподвижной воде, но не тангенциально к ее поверхности; только здесь добавляется вращение). Естественно, оба отдельных потока сопровождаются соответствующими циркуляционными течениями, которые создаются тангенциальным обтеканием хвостовой части профиля как у несущих крыльев (см. раздел 9 п. д). При сочетании обоих потоков давления численно складываются.

При предположении бесконечного числа лопаток первое упомянутое течение вытеснения сводится к рассмотренному ранее течению воды, вращающейся с колесом при относительном покое, между входом и выходом рабочего колеса, согласно уравнению (2. 17) раздела 9, и вызывает прирост давления $\left(\frac{u_2^2 - u_1^2}{2g}\right)$; поток, протекающей через колесо жидкости, вследствие замедления скорости от w_0 до w_2 увеличивает энергию давления на $\left(\frac{w_0^2 - w_2^2}{2g}\right)$.

Если учесть потери Z_I, обусловленные трением, изменением сечения и направления, то получится суммарный прирост давления

$$H_{p\infty} = \frac{u_2^2 - u_1^2 + w_0^2 - w_2^2}{2g} - Z_I. \tag{3. 15}$$

Работа лопатки на килограмм жидкости будет, следовательно, равняться согласно уравнению (3. 14)

$$H_{th\infty} = \frac{u_2^2 - u_1^2 + w_0^2 - w_2^2 + c_2^2 - c_0^2}{2g}. \tag{3. 16}$$

Следует заметить, что потери Z_I совершенно отсутствуют в приведенном выше выражении и, что только действительно возникающие скорости определяют работу лопаток. Из треугольников скоростей A_0BC_1 и A_2BC_2 (фиг. 83) по закону косинуса получаем

$$w_0^2 = u_1^2 + c_0^2 - 2\,u_1 c_0 \cos\alpha_0;\quad w_2^2 = u_2^2 + c_2^2 - 2u_2 c_2 \cos\alpha_2.$$

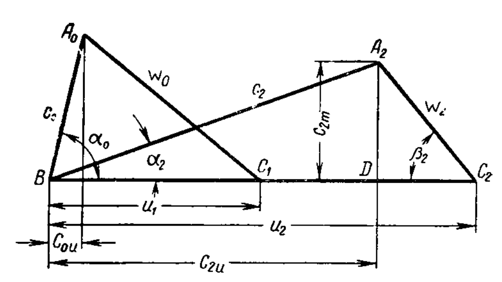
После этого уравнение (3. 16) приобретает вид

$$H_{th\infty} = \frac{1}{g}(u_2 c_2 \cos\alpha_2 - u_1 c_0 \cos\alpha_0). \tag{3. 17}$$

Так как $c_2 \cos \alpha_2$ и $c_0 \cos \alpha_0$ представляют окружные скорости c_{2u} или c_{0u} на выходе и входе, то

$$H_{th\infty} = \frac{1}{g}(u_2 c_{2u} - u_1 c_{0u}) = \frac{\omega}{g}(r_2 c_{2u} - r_1 c_{0u}) \qquad (3.18)$$

при $\omega = \frac{\pi n}{30}$. Уравнение (3. 18) совпадает с уравнениями (3. 8) и (3. 9), если учесть, что там принималось во внимание конечное число лопаток, в связи с чем вместо индекса 2 был введен индекс 3, так как только при бесконечном числе лопаток скорости c_{2u} и c_{3u} совпадают (см. раздел 19). Очевидно изложенное выше можно распро-



Фиг. 83. Треугольники скоростей на входе и выходе.

странить также на каналы конечной ширины, если полученные выводы отнести к отдельным струям. Уравнения (3. 8) и (3. 18) образуют основу для расчета лопаточных машин.

Выражения, выведенные для теоретического напора, не содержат значения удельного веса перемещаемой жидкости. Отсюда следует, что напор насоса, выраженный в метрах столба жидкости, не зависит от того, какая жидкость перемещается и одинаков для воды, масла, воздуха [1] и т. д.

Объем жидкости, подаваемый в секунду, также не зависит от характера жидкости. В противоположность этому полезная мощность в лошадиных силах $N_n = \gamma VH/75$, следовательно, также мощность на валу пропорциональна удельному весу жидкости.

Важно также подчеркнуть, что влияние вязкости внутри контрольной поверхности не влияет на справедливость закона количества движения. Поэтому справедливость основного уравнения не зависит от того, возникают ли потери давления при протекании жидкости через колесо из-за трения, удара, изменения сечения или изменения направления. Естественно, вследствие этого изменяется гидравлический к. п. д. колеса (лопаточный к. п. д.) т. е. H, но не H_{th}, поскольку в уравнение вводятся действительные скорости.

---

[1] Для потерь и, тем самым, для действительного напора это точно справедливо только тогда, когда число Рейнольдса, а следовательно, при одинаковых каналах, отношение скорости к кинематической вязкости, сохраняется постоянным (см. разделы 12 и 32). Это в особенности следует учесть в случае жидкости со сравнительно большой вязкостью, например, масел.

в) Насос без входного направляющего аппарата. Если жидкость притекает к колесу без особых направляющих лопаток, то, как правило, можно принять $\alpha_0 = 90°$ (фиг. 84). Так как в этом случае

$$w_0^2 = c_0^2 + u_1^2 \tag{3.19}$$

то уравнение (3. 15) приобретает вид

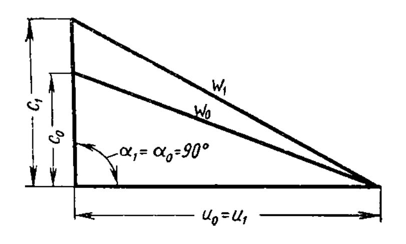
$$H_{p\infty} = \frac{u_2^2 - w_2^2 + c_0^2}{2g} - Z_1. \tag{3.20}$$

Также и уравнения (3. 17) и (3. 18) приводятся к виду (т. к. $\cos\alpha_0 = 0$; $c_{0u} = 0$)

$$H_{th\infty} = \frac{u_2}{g} c_2 \cos\alpha_2 = \frac{u_2}{g} c_{2u}. \tag{3.21}$$

Для действительной работы при конечном числе лопаток будем иметь, согласно уравнению (3. 9),

$$H_{th} = \frac{u_2}{g} c_2 \cos\alpha_3 = \frac{u_2}{g} c_{3u}, \tag{3.22}$$



Фиг. 84. Треугольник скоростей на входе при отсутствии закрутки.

но при этом, согласно разделу 19, c_{3u} отличается от c_{2u}, которая получается при бесконечном числе лопаток. Ввиду того что, как правило, отсутствует входной направляющий аппарат, эти уравнения представляют наиболее широко применяемую форму основного уравнения лопаточных насосов.

Некоторые конструкторы с целью повышения надежности вводят в расчет значение угла α_0 около 85°, что дает заниженную работу лопаток, согласно уравнению (3. 18). О целесообразности этого способа расчета можно сказать следующее. При расчете напора на основании уравнения (3. 18) начальное состояние на входе определяется в основном состоянием течения ранее какого-либо влияния со стороны колеса. Поэтому в это уравнение, например, можно вводить (вычитать) изменение момента количества движения, создаваемое входным направляющим аппаратом. Таково же влияние последовательного ряда изгибов всасывающего трубопровода, не лежащих в одной плоскости (см. раздел 13). Характерным для возможности введения в рассмотрение момента количества движения на входе является то, что на его возникновение расходуется энергия жидкости, что выражается в понижении давления. Нельзя включать в указанные расчетные уравнения момент количества движения, который возникает вследствие трения о вращающиеся стенки колеса, так как это трение связано с подводом энергии через колесо и соответствующее вращение потока не связано с падением давления, согласно уравнения Бернулли, а наоборот, приводит к повышению давления. Передаваемая лопатками работа уменьшается на ту же величину, которая была

предварительно подведена в результате трения, поскольку при применении закона моментов количества движения процессы возникновения потерь в пределах контрольной поверхности не оказывают влияния на окончательный результат и эти поверхности могут быть расположены произвольно, в частности таким образом, чтобы они включали все места, где происходит передача момента жидкости с помощью трения. Это было видно и при выводе основного уравнения в разделе 17б из того, что потери Z_I в колесе не отражаются на конечном результате.

Входной угол лопатки β_1 должен был бы быть во всех случаях изменен на малую величину для устранения (небольшого) входного удара, если не учитывать действующего в обратном направлении отклонения входной скорости (см. разделы 19а, 20а и 23), а также того обстоятельства, что расчетный расход жидкости, обычно принимается несколько выше заданного, с тем чтобы учесть не только потери через зазоры и сужение на входе лопатки, но также предварительное вращение. Поэтому при отсутствии входного направляющего аппарата в последующем всегда предполагается нормальное притекание к рабочему колесу. Если применять входной направляющий аппарат (несмотря на обусловленное этим снижение давления перед рабочим колесом и, следовательно, ухудшение всасывающей способности), то можно считать, что оптимальный к. п. д. достигается при угле α_0, несколько меньшем 90°.

18. НЕДОСТАТОЧНОЕ СОВПАДЕНИЕ ОДНОРАЗМЕРНОЙ СТРУЙНОЙ ТЕОРИИ С ДЕЙСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ

В настоящее время, за малым исключением, расчет турбин и насосов производится на основе конгруентного лопаткам течения, следовательно, при предположении бесконечного числа лопаток потому что нет другого, пригодного для инженерного расчета способа, обладающего такой же надежностью. Но если при расчете турбин результаты можно часто использовать без существенных поправок, это ни в коем случае недопустимо при расчете насосов.

К. п. д. η выполненных насосов средних размеров лежат между 65 и 85%. Гидравлические к. п. д. колес η_h, не учитывающие потерь в зазоре, потерь на трение рабочих колес о воду и на трение вала в подшипниках, должны быть больше указанных на 7—15%, т. е. равняться 72—90%, а в среднем — 80%*.

Однако, если вычислить из данных опыта при помощи уравнения (3. 21) величину $H_{th\infty}$ и определить отношение $H/H_{th\infty}$, то полученные значения η_h будут значительно меньше и будут лежать между 50 и 70%. Таким образом, если бы мы взяли, исходя из общего к. п. д. η, возможное значение η_h и по этому его значению определили бы $H_{th\infty}$, то практически мы получили бы для него слишком низкие значения, и рассчитанный по этим данным насос не дал бы требуе-

[1] Для получения η_h нельзя просто добавить процентное значение потерь в зазоре и на трение колеса и подшипников к величине η. Правильное соотношение дается уравнением (1. 33), раздела 4.

мого напора. Отсюда следует, что величина $H_{th\infty}$ не совпадает с величиной напора H_{th}, действительно развиваемого рабочим колесом, а значительно большее. Эта разница может быть вызвана только тем, что, вследствие конечного числа лопаток относительное течение не полностью подвергается изменению направления, обусловленного углом лопатки. У турбин в основном наблюдается тот же процесс, но там он оказывает значительно меньшее влияние или даже совсем не оказывает никакого влияния (см. раздел 20б).

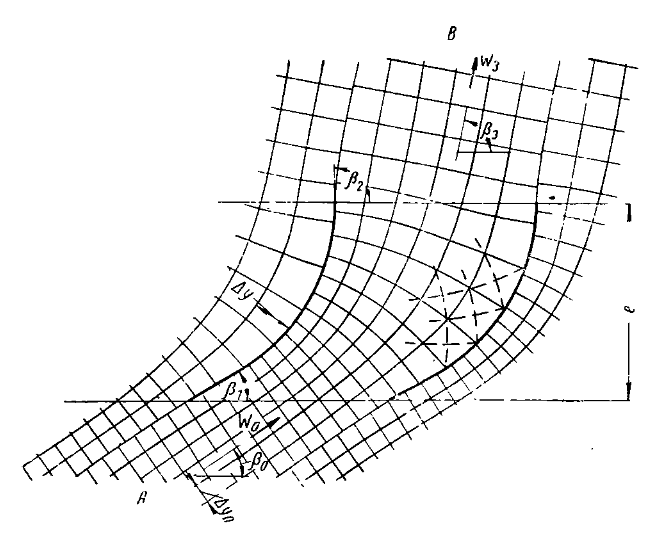
У насосов влияние конечной ширины каналов ранее учитывалось тем, что при сохранении способа расчета одноразмерной струйной теории либо в расчет вводилось меньшее значение к. п. д. η_h, чем это соответствует действительности, либо для выходного диаметра брали диаметр параллельного круга, проходящего через центр тяжести S_2 (см. фиг. 135), см. также работу Неймана, обозначенную под № 211 в перечне литературы) выходного сечения DE или треугольника EDG [122]. Очевидно, этот диаметр тем меньше, чем меньше количество лопаток, так что значение напора $H_{th\infty}$, вычисленное по основному уравнению, также снижается. Этот способ основан на прежнем представлении (о котором будет сказано в главе 6, раздел 47), что влияние лопаток прекращается в последнем сечении канала DE. Этот способ оказывается непригодным, когда лопатки отличаются от сильно загнутых назад. Угол $\beta_2 = 90°$ давал бы, в противоположность практике, нулевое снижение передаваемой мощности. При малом отношении радиусов r_2/r_1, а также при большом количестве коротких лопаток также почти исчезла бы разница между H_{th} и $H_{th\infty}$, хотя фактически она значительно увеличивается в этом случае вследствие короткой длины лопаток. Этот способ, кроме того, не применим для лопаток двоякой кривизны и совершенно теряет свой смысл при расчете осевых лопаток, также не применим он и к неподвижным направляющим лопаткам.

Наконец следует принять во внимание, что не только выходная кромка лопаток, но весь ее профиль по всей длине оказывает влияние на поток. Мы попытаемся дать пригодный способ расчета, который бы не уступал по своей простоте прежним способам, исходя из более детального рассмотрения влияния конечного числа лопаток на процессы течения в лопаточном рабочем колесе.

19. ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОГО ЧИСЛА ЛОПАТОК

а) **Пример прямолинейной решетки лопаток.** Для создания основных представлений рассмотрим снова (см. раздел 10) осевое облопачивание колеса, которые мы разрежем соосным круговым цилиндром и затем развернем на плоскость в виде бесконечной прямолинейной решетки лопатки. Тогда вращательному движению колеса будет соответствовать прямолинейное перемещение по направлению решетки. Эту решетку представим себе ограниченной параллельными плоскостями (соответственно двум соседним сечениям кругового цилиндра) и рассмотрим картину относительного течения в случае безударного входа. Она должна быть идентична с картиной безудар-

ного течения через решетку неподвижных лопаток, т. е. осевого направляющего колеса, потому что у осевого колеса вращательное движение означает только параллельное смещение всей картины течения, но не искажение ее. Следовательно, мы можем осуществить расчет по правилам, которые были выведены для плоского потенциального течения (см. раздел 11, начало) как показано на фиг. 85. При этом необходимо обратить внимание на то, что границы лопаток



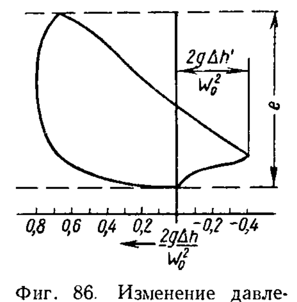
Фиг. 85. Картина течения в осевом канале.
$\beta_0 > \beta_1$, $\beta_2 > \beta_3$.

являются линиями тока и на достаточном расстоянии до и позади решетки имеется параллельное течение со скоростями w_0 и w_3. Направление этих скоростей определяется для данной решетки из условия безударного входа и тангенциального выхода потока; это означает, что непосредственно перед и позади решетки по обеим сторонам линии тока, касающейся решетки, должны господствовать одинаковое давление и одинаковая скорость, т. е. по обеим сторонам этой граничной линии тока криволинейные четырехугольники могут различаться только на длине лопатки. Это условиеможет быть выполнено только при одном определенном направлении потока на входе и выходе, которое не совпадает с касательной к кромкам лопатки; для определения этих направлений требуется многократное приближение [1].

[1] Нормальные линии (эквипотенциальные линии) смещаются вдоль линии тока, совпадающей с лопаткой, на количество криволинейных четырехугольников, которое соответствует изменению циркуляции. Последнюю величину можно, таким образом, определить непосредственно из картины течения.

Рассматривая картину течения мы можем сделать следующие выводы.

1. Линии токов не конгруентны лопатке. Трубки токов на передней стороне лопатки расширяются и сужаются на обратной стороне, так что скорости в канале сперва уменьшаются на передней стороне и увеличиваются на задней стороне; на передней стороне (напорной) господствует повышенное давление, а на задней стороне (на подсасывающей) — пониженное давление (фиг. 86). Разница давления создает давление на лопатку и тем самым определяет работу, передаваемую лопаткой протекающей жидкости. Вследствие тангенциального течения на входе и выходе разница давления на обеих сторонах лопатки исчезает при подходе к концам лопатки, в связи с чем, как об этом уже упоминалось выше, трубки тока на обеих сторонах лопатки приобретают одинаковую ширину.



Фиг. 86. Изменение давления Δh, отнесенного к полному давлению на входе в критической точке, вдоль осевой лопатки согласно фиг. 85, причем $\left(\frac{2g\Delta h}{w_0^2}\right) = 1 - \left(\frac{w}{w_0}\right)^2 = 1 - \left(\frac{\Delta y_0}{\Delta y}\right)^2$ нанесены вдоль развернутой осевой линии.

2. Те линии тока, которые совпадают с контуром лопатки, изгибаются непосредственно перед и позади канала в сторону задней стороны лопатки, очевидно вследствие подсасывающего действия имеющегося там понижения давления и вытеснения повышенным давлением на передней стороне. Следствием этого является отклонение струй на угол $\beta_0 - \beta_1$ на входе и на угол $\beta_2 - \beta_3$ на выходе. Следовательно, на входе угол лопатки уменьшается, по отношению к углу потока, а на выходе—увеличивается. Оба изменения углов вызывают уменьшение изменения направления $\beta_3 - \beta_0$, которое принудительно создается решеткой, по сравнению с изменением углов лопатки. Это отчетливо видно на средней струе AB, которая протекает с меньшим изменением направления через решетку лопаток, чем это соответствует кривизне лопатки.

Конечность числа лопаток имеет, следовательно, существенное следствие, состоящее в том, что углы лопатки на входе и выходе должны быть изменены в направлении увеличения отклонения потока, т. е. в сторону повышения передаваемой мощности, по сравнению с углами бесконечно большого количества тесно расположенных лопаток. Если это превышение угла не осуществлено, то влияние конечности числа лопаток выразится в снижении передаваемой мощности по сравнению с расчетом по одноразмерной струйной теории. Эти результаты были получены при рассмотрении идеального течения (без трения), но они сохраняют качественное значение также с учетом вязкости, если даже численные значения поправок очень сильно изменяются, как это будет показано далее в разделе 20б. Они справедливы также для радиального колеса, но здесь возникают

еще дополнительные явления, на которых мы должны остановиться позднее.

б) Уравнение энергии для относительного течения. Вследствие вращательного движения радиального колеса, условия применимости уравнения Бернулли для относительного течения больше не выполняются; поэтому сперва необходимо выяснить действительную связь между давлением и скоростью. Для этой цели возвратимся к уравнению (3. 15) раздела 17 п.б для давления в зазоре за рабочим колесом. Соответствующий вывод применим также к каналу конечной ширины для распределения давления вдоль одной и той же струйки, когда изменяется радиус r_2, т. е. вместо u_2, c_2, w_2 вводятся значения скоростей u, c, w на любом радиусе r. Если давление h выражается в метрах водяного столба, то, пренебрегая трением, т. е. при $Z_I = 0$ имеем

$$h - h_0 = \frac{u^2 - u_1^2 + w_0^2 - w^2}{2g}.$$

или

$$h + \frac{w^2 - u^2}{2g} = h_0 + \frac{w_0^2 - u_1^2}{2g} = \text{const}. \tag{3. 23}$$

Принимая во внимание, что отдельные струи имеют различную форму в канале конечной ширины, следовательно w и h также различны в разных точках параллельного круга, то это уравнение применимо только к отдельной струйке. Но, ввиду того что значения h_0, u_1, w_0 при симметричном относительном притекании потока одинаковы для всех струй на достаточном расстоянии от входной кромки лопатки, следовательно, сохраняет свое значение также и величина постоянной в уравнении (3. 23), оно должно быть справедливо для всей жидкости. Это выражение представляет уравнение энергии для относительного течения. Оно применимо для вращающихся каналов вместо уравнения Бернулли. Разница между ними состоит в члене $-u^2/2g$. Отсюда также следует, что способ, выведенный на основании уравнения Бернулли, больше не применим для определения картины течения во вращающемся канале при наличии радиальных составляющих скорости. Для одного и того же параллельного круга, т. е. при постоянном значении u, уравнение 3.23, очевидно, вновь принимает форму уравнения Бернулли. То же самое справедливо для осевых колес, у которых $u_1 = u_2 = u$ и поэтому весь относительный поток в сечении кругового цилиндра следует закону Бернулли. Это было уже установлено в предыдущем разделе.

в) Распределение давления и скоростей в канале радиального насоса. Уже на примере осевого колеса было видно, что давление на передней стороне лопатки больше, чем на задней стороне. Из уравнения энергии, выведенного в предыдущем подразделе б для относительного движения идеальной жидкости (без трения), следует, что при постоянной скорости u скорость w должна увеличиваться при уменьшении давления h. Следовательно, относительная скорость должна распределяться вдоль окружности одного и того же радиуса

так, как изображено на фиг. 87, *б*. Разница по сравнению с осевым колесом состоит в том, что разность давлений или скоростей на обеих сторонах лопаток следует приписать не только воздействию течения жидкости через колесо, определяемого расходом (течение расхода), но преимущественно влиянию вращательного движения (т. е. кориолисовых сил). Эти дополнительные силы вызывают также дополнительную циркуляцию, которая возникает следующим образом. На ранее рассмотренное течение расхода накладывается течение,



Фиг. 87. Распределение скоростей:

а — по одномерной теории течения; *б* — действительное распределение скорости для идеальной жидкости.

которое создается при вращении колеса без расхода через него жидкости. Тогда отдельная лопатка обтекается, как пластина, которая не имеет тангенциального скольжения, причем лопатка только вытесняет окружающую жидкость [123], [124], [125]. Наряду с «потоком вытеснения» возникает еще соответствующая циркуляция для создания тангенциального стекания струй, что вместе с течением расхода создает дополнительное усилие на лопатку.

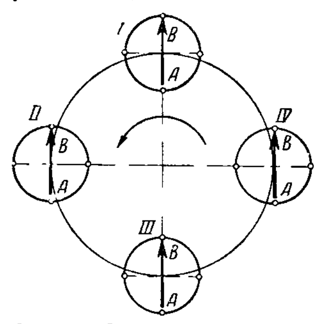
Эта картина [126] влияния вращения колеса может быть дополнительно разъяснена следующими рассуждениями. Идеальный (без трения) поток поступает в колесо без вихря, т. е. частицы жидкости не совершают какого-либо вращательного движения, если даже они движутся по криволинейным траекториям. При входе в канал между лопатками вода ускоряется в окружном направлении, но так как вследствие отсутствия трения она неспособна воспринимать тангенциальные силы, то в абсолютном движении ее частицы все же не приходят во вращение [1].

Но как раз по этой причине в относительном движении, т. е. по отношению к вращающемуся колесу появится вращательное движение. Эти условия можно пояснить на фиг. 88, взятой из журнала фирмы ВВС [127]. Тело *АВ* в шаровидной частице воды сохраняет свое абсолютное направление в потоке без вращения, но по отноше-

[1] Абсолютное течение в колесе остается потенциальным несмотря на воспринимаемую жидкостью энергию.

(Это примечание автора непонятно, так как при рассматриваемой схеме течения жидкость не воспринимает момента сил и соответственно не может изменять своей энергии. *Прим. ред.*).

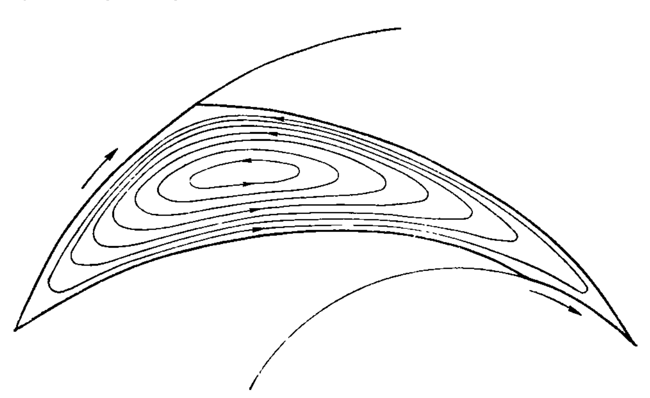
нию к соответствующему параллельному кругу будет совершать относительное вращательное движение, противоположное направлению вращения колеса. Если в положении *I* это тело направлено радиально, то в положении *II* оно расположено тангенциально, в положении *III* вновь радиально, но повернуто на 180° к направлению вращения, а в положении *IV* — вновь тангенциально.



Фиг. 88. Относительное вращательное движение в канале, противоположное вращению колеса.

Если представить, что канал закрыт с обеих сторон, то идеальная жидкость (без трения) будет совершать относительно колеса круговое движение вокруг неподвижной оси, как это показано на фиг. 89 линиями токов; тем самым сделан видимым «относительный вихрь». Каждая частица жидкости должна совершать относительное вращательное движение с отрицательной угловой скоростью ω.

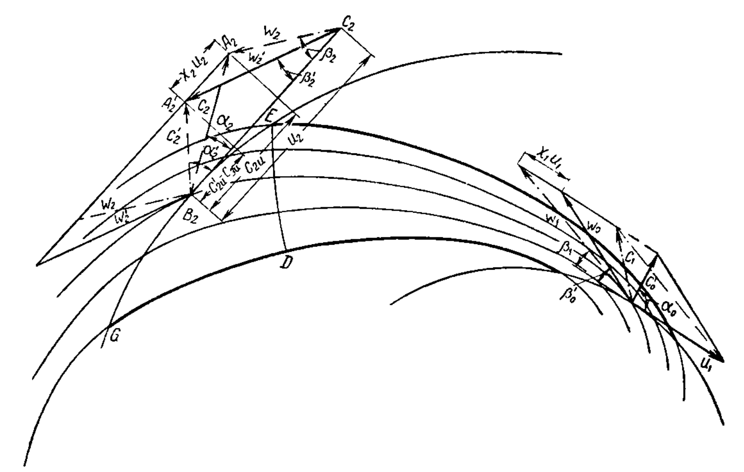
По концам открытого канала этот «относительный вихрь» в канале изменяет свой вид, поскольку дуги круга на наружной и внутренней окружностях колеса не являются больше линиями тока. Тогда возникает упомянутый уже поток вытеснения, включая соответствующий циркуляционный поток, но сохраняются все основные его отличительные признаки. Если имеется расходное течение, то результирующий поток определяется путем векторного сложения скоростей частичных потоков для любой точки. Расходное течение, налагающееся на относительное вихревое течение, подчиняется тем же зако-



Фиг. 89. Относительное течение в полностью закрытом канале (межлопаточный вихрь).

нам [1], что и течение в неподвижных каналах, т. е. является безвихревым. Отсюда следует, что результирующее течение будет характеризоваться вращательным движением с указанной скоростью $-\omega$*.

Как правило, расходный поток не имеет постоянной скорости на данном радиусе; в основном, однако, его скорости направлены наружу. В противоположность этому относительное вихревое течение на передней стороне лопатки направлено внутрь и поэтому навстречу расходному течению. В результате скорости на передней стороне лопатки уменьшаются, в то время как на задней стороне обе скорости



Фиг. 90. Относительная картина течения в канале при нормальном расходе.

складываются по абсолютной величине. Отсюда опять получается распределение скорости, выведенное из уравнений энергии и показанное на фиг. 87. Вследствие увеличения разности скоростей относительный вихрь в канале увеличивает также разницу давления по обеим сторонам лопатки (соответственно доле циркуляции в потоке вытеснения **).

Кроме вихря, в канале имеет место расходное течение с разницей скоростей вследствие изменений направления и сечения (соответственно доле циркуляции в расходном течении) так же, как это имеет место у осевых насосов.

На фиг. 90 показана картина течения установившегося результирующего относительного движения. На выходе разность скоростей

---

[1] Жидкость должна обладать также циркуляцией, необходимой для тангенциального стекания, так что согласно уравнению (3. 13) раздела 17п. а требуемая циркуляция Γ_s отчасти обусловлена потоком вытеснения, отчасти расходным течением.

* Если речь идет о колесе со средним наклоном δ боковых стенок в меридиональном разрезе относительно оси вращения, то вращение составляет $\omega \sin \delta$, как это было показано в первом издании настоящей книги, в разделе 34.

** И только за ее счет; сам по себе относительный вихрь никакой роли в передаче мощности потоку не играет. *Прим. ред.*

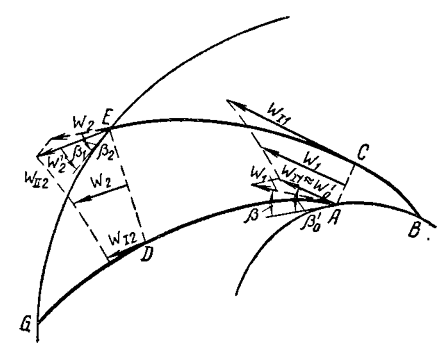
постепенно выравнивается и, как у осевого колеса, на некотором расстоянии устанавливается совершенно равномерное течение.

При малом расходе сочетание расходного течения с вихревым дает на передней стороне канала отрицательную скорость, т. е. обратные потоки.

Картину токов относительного течения идеальной (без трения) жидкости в радиальном колесе, нельзя построить, как упоминалось, по правилам, которые были изложены в разделе 11, потому что получающееся при этом течение не свободно от вращательного движения. Но, ввиду того что последнее построение не применяется при проектировании лопаток, то в настоящем издании, в противоположность первым двум изданиям настоящей книги, мы не останавливаемся на этом вопросе, поскольку такое построение занимает очень много времени.

20. УПРОЩЕННОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ СНИЖЕНИЯ МОЩНОСТИ ПРИ УМЕНЬШЕНИИ ЧИСЛА ЛОПАТОК

а) **Случай отсутствия трения.** Причина снижения мощности состоит только в изменении давления на лопатку, как это уже было показано на примере осевого колеса (см. фиг. 85). Полученная при этом зависимость может быть дополнена следующими рассуждениями, касающимися радиального колеса (фиг. 91). Вдоль нормальной линии DE, которая проведена из конца лопатки E через канал, скорость в точке D меньше, чем в точке E, потому что для осуществления передачи энергии с помощью лопатки в точке D требуется еще повышенное давление, которое исчезает в точке E*.



Фиг. 91. Упрощенное изображение механизма отклонения потока на входе и выходе канала.

Ввиду того что точка E находится уже под давлением в зазоре за колесом, соответствующая скорость w_{II2} (фиг. 91), согласно уравнению энергии для относительного течения, не может сильно отличаться от выравненной скорости w_2'. Поэтому меньшая скорость w_{I2} в точке D должна увеличиваться по направлению к выходу из канала. Это же относится и к соседним струйкам. Внутри «косого среза» EDG происходит, таким образом, увеличение скорости. Так как ширина канала вблизи выхода мало изменяется, то среднее

* Фиг. 86 подтверждает, что на напорной стороне канала существует область где давление больше, чем позади рабочего колеса; в этом отношении можно указать также на результаты измерений, опубликованные в диссертации фон дер Нюлля [128].

значение скоростей вдоль линии DE приблизительно должно совпадать со средней скоростью w_2 и, таким образом, эта скорость значительно меньше, чем выравненная скорость $w_2' \approx w_{\text{II}2}$, получающаяся на окружности. Из условия $w_2 < w_2'$ вытекает необходимость отклонения потока назад. Но, так как расход, следовательно, также меридиональная составляющая скорости c_{2m} остаются постоянными, должно сохраниться равенство

$$w_2' \sin \beta_2' = w_2 \sin \beta_2 = c_{2m},$$

и тем самым $\beta_2' < \beta_2$. Но при этом необходимо иметь в виду, что отклонение распределяется в некотором отрезке траектории. На фиг. 90 даны диаграммы скоростей. $A_2B_2C_2$ представляет треугольник скоростей, который применим к случаю бесконечного числа лопаток и который соответствует ранее изложенному представлению в разделах 16 и 17 п. б. Относительная скорость w_2 поэтому направлена под углом β_2 лопатки. Действительно установившееся состояние потока на выходе соответствует (после выравнивания скоростей) диаграмме скоростей $A_2' B_2C_2$ с относительной скоростью w_2'. Абсолютная скорость $c_2' = \overline{B_2A_2'}$ содержит окружную составляющую c_{2u}', которая меньше c_{2u} на величину $\chi_2 u_2 = \overline{A_2'A_2}$, так что в уравнении (3. 18) вместо c_{2u} появляется c_{2u}^{I} и передаваемая энергия уменьшается на соответствующую величину. Точки A_2 и A_2' лежат на прямой, параллельной u_2, потому что расход, как упоминалось, должен быть в обоих случаях одинаковым и, следовательно, одинакова меридиональная составляющая скорости c_{2m}.

У радиального колеса вихрь в канале также наглядно объясняет отклонение потока на выходе, хотя следует учитывать, что он не является единственной причиной (см. стр. 132). Как видно из фиг. 89, скорость относительного вихревого движения по наружной окружности направлена навстречу окружной скорости колеса[1].

Скорости расходного течения отклоняются, таким образом, против вращения и поэтому окружная составляющая абсолютной выходной скорости c_{2u} будет уменьшаться.

Если не принимать во внимание конечную толщину лопатки на выходе, то можно в треугольнике скоростей $A_2'B_2D_2$ (см. фиг. 90) заменить индекс 2 на индекс 3, например, c_2' на c_3; аналогично можно из треугольника скоростей $A_2'B_2C_2$ вывести треугольник скоростей $A_3'B_2C_3$, как это было показано на фиг. 80 раздела 16; во всех случаях $c_{2u}' = c_{3u}$.

Отклонение имеется также на входе, что определяется тем, что картина течения не изменяется в случае изменения направления

---

[1] Это объяснение отклонения на выходе учитывает часть давления на лопатку или циркуляции, обусловленную потоком вытеснения (центробежными силами), а не влиянием, связанным с расходным течением. Поэтому оно не применимо к осевым лопаточным колесам

всех скоростей, при котором отклонение на выходе теперь представляет отклонение на входе. Это можно объяснить следующим образом, принимая во внимание изложенные выше выводы. Давление на лопатку на входе, аналогично случаю несущих крыльев, обусловлено в основном пониженным давлением на спинке лопатки (см. фиг. 86). В точке A (фиг. 91) давление больше, следовательно, относительная скорость w_{1_1} меньше, чем в противолежащей точке C. В «косом срезе» ABC происходит, таким образом, ускорение воды, т. е. вода поступает в канал, как в пространство пониженного давления. Давление в точке A приблизительно соответствует давлению на входе, и соответственно скорость w_{1_1} лишь незначительно отличается от относительной скорости w_0' поступающего потока (скорость w_0' численно равняется скорости w_1, которая упоминалась в разделе 16, где предполагалось бесконечное число лопаток и отличается от w_0 только величиной, которая учитывает конечную толщину лопатки, согласно фиг. 79 и 84). С другой стороны, средняя скорость вдоль линии AC должна приблизительно совпадать с относительной скоростью w_1 равномерно распределенного потока, направленного под углом лопатки β_1, потому что ширина канала на входном участке также мало изменяется.

Отсюда следует, что $w_0' < w_1$ и так как должно быть $w_0' \sin^2 \beta_0' = w_0 \sin \beta_1 = c_{1m}$, то угол лопатки β_1 меньше угла β_0', под которым направлена относительная скорость поступающей, неотклоненной под влиянием лопатки воды. Таким образом, отсутствие удара при входе, в противоположность выводам раздела 16, имеет место тогда, когда угол лопатки меньше угла относительной скорости вытекающего потока.

Расчет отклонения на входе имеет значение только в связи с устранением входного удара. На работоспособность колеса оно не оказывает в общем никакого влияния, что видно из основного уравнения, выведенного в разделе 17п.а. Заслуживает, однако, внимания тот факт, что угол лопатки β_1 на входе становится меньше на величину $\beta_0' - \beta_1$ по сравнению с углом, вычисленным при предположении бесконечно большого числа лопаток, так же, как на выходе действительный угол лопатки β_2 должен быть больше на величину $\beta_2 - \beta_3$, чем это соответствует среднему направлению относительной скорости потока выходящей воды.

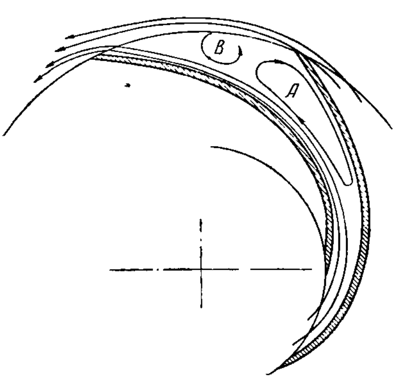
Поскольку такое изменение угла на входе вызывает снижение окружной составляющей скорости, а на выходе — увеличение, то, принимая во внимание основное уравнение, можно сказать, что у радиальных лопаток необходимо увеличить углы лопатки на входе и выходе с целью повышения передаваемой мощности.

Отклонение потока на входе не следует учитывать вследствие описанного ниже влияния вязкости. На основании практического опыта можно, наоборот, рекомендовать противоположные меры, а именно, увеличение угла β_1 по сравнению с углом β_0.

б) **Влияние трения.** Отклонение потока на входе, описанное выше, приводит к уменьшению начального потребного сечения канала.

Эффективное сечение на входе уменьшается также вследствие сужения входа лопатками. К этому, в качестве третьего фактора добавляется закрутка потока на входе, вызванная трением о стенки колеса до входа на лопатки, с чем связана необходимость увеличения входного сечения; другими словами влияние закрутки аналогично влиянию сужения входа. Оба последних названных фактора так же трудно заранее рассчитать, как и теоретическое отклонение на входе и поэтому обычно все три фактора не учитывают, предполагая, что они взаимно компенсируют друг друга. Практика показывает, что при этом предположении входное сечение получается скорее чрезмерно малым, чем слишком большим.

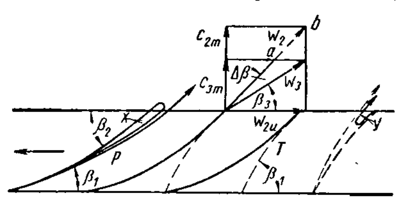
Однако могут возникнуть случаи у осевых колес, а также у промежуточных схем, когда нельзя пренебречь теоретическим отклонением потока на входе.



Фиг. 92. Вихревые мертвые зоны A и B на подсасывающей (задней) стороне канала при нормальной и частичной нагрузке (по данным Штисса).

Внутри канала процессы в пограничном слое вызывают настолько существенные изменения, что картина течения, которая была выведена в предыдущем разделе, [129], [130], [131], [132], [133] не подтверждается опытом. В частности, при пониженном расходе обратные токи наблюдаются не на передней, а на задней стороне лопатки. Это связано с тем, что течение должно сильно тормозиться на подсасывающей стороне в зоне выхода жидкости из канала, чтобы повысить пониженное давление, обусловленное перепадом давлений на лопатку. Замедленное движение пограничного слоя связано с отрывом, аналогичным тому, о котором говорилось в случае неподвижного расширяющегося канала (см. раздел 13 п.б). Хотя в радиальном и осевом каналах рабочих колес условия течения несколько более благоприятны в связи с тем, что пограничный слой некоторым образом отсасывается центробежными силами, но с другой стороны, конечная толщина лопаток вместе с поджатием потока на входе усиливает необходимое торможение. При безударном входе, таким образом, всегда образуются мертвые пространства A и B (фиг. 92) на подсасывающей стороне канала. Применение прорезей в лопатке, что должно привести к образованию струи от напорной стороны к подсасывающей, имеющей назначением сдув пограничного слоя, оказалось бесполезным и даже вредным (см. работы 135 и 136). При пониженной подаче все описанные выше явления усиливаются за счет удара на входе; при перегрузке по расходу поток под влиянием входного удара настолько прижимается к подсасывающей стороне, что он здесь задерживается и мертвое пространство

образуется на напорной стороне лопатки. Можно видеть, что течение реальной жидкости никоим образом не создает картины, которая была выведена для идеальной жидкости, но даже появляются противоположные признаки. Важнейшее влияние возникновения мертвого пространства, изображенного на фиг. 92, на подсасывающей стороне, состоит в дополнительном снижении мощности. Это подтверждается следующим приблизительным рассмотрением условий обтекания осевой лопатки (фиг. 93). Мертвое пространство x (т. е. A и B на фиг. 92) канала насоса P сужает выходящий поток аналогично утолщению лопатки, увеличивает, следовательно, относительную выходную скорость w_2 на величину ab и тем самым относительную окружную составляющую $w_{2u} = w_2 \cos \beta_2$, которая равняется окружной составляющей w_{3u} позади колеса в случае бесконечного числа лопаток. Ввиду того, что меридиональная составляющая c_{3m} позади канала остается неизменной при заданном расходе, позади канала возникает соответственно большее уменьшение угла выхода на величину $\Delta\beta$.



Фиг. 93. Изменение направления течения, вызванное лопаткой; это изменение уменьшается в канале насоса P вследствие наличия мертвой зоны x; оно увеличивается в канале турбины T (пунктир) вследствие мертвой зоны y.

Уменьшение изменения направления, вызванного лопаткой, на величину $\Delta\beta$ соответствует, очевидно, отрицательному увеличению угла лопатки. Но принципиальное значение имеет тот вывод, что это влияние мертвого пространства у конца лопатки на подсасывающей ее стороне (вместе с конечной толщиной лопатки) имеет место только при замедленном течении, следовательно, у насосов. В случае ускоренного течения, т. е. в канале турбины, который изображен на фиг. 93 пунктиром с сохранением угла β_2, также образуется мертвое пространство y вследствие торможения повышенной скорости, аналогично случаю образования мертвого пространства позади колена, как изображено на фиг. 55. Но, ввиду того что лопатка изогнута назад, это уменьшение эффективного выходного угла до β_3 вследствие влияния мертвого пространства y вместе с толщиной конца лопатки связано с увеличением изменения направления потока в решетке и тем самым с повышением давления на лопатку. Отсюда ясно видно, что в случае замедленного течения сужение выхода уменьшает отклоняющее действие лопатки, но увеличивает его в случае ускоренного течения. Следовательно, необходимо подчеркнуть тот факт, что образование мертвого пространства на подсасывающей стороне у выхода лопатки так же, как конечная толщина конца лопатки действует на ускоренное течение через решетку (в турбине) аналогично увеличению угла лопатки, в то время как оно уменьшает в случае замедленного течения (в насосе) эффективное изменение угла.

У турбин благодаря этому обстоятельству (ослаблению скоса потока относительно угла выхода лопатки) устраняется снижение

мощности потенциального течения при достаточно близком расположении лопаток (следовательно у тихоходных машин [137], [138], [139], а у насосов наблюдается повышенное уменьшение мощности. Благодаря этому становится понятно, почему в турбостроении не учитывается, или учитывается только в исключительных случаях, влияние конечного числа лопаток, а в насосостроении они должны приниматься во внимание с самого начала, чтобы не создать ошибочных конструкций. Аналогично мертвому пространству и толщине лопаток у выходной кромки влияет и толщина профиля в середине лопатки [140].

Механизм течения, изображенный на фиг. 93, был основан на предположении бесконечного числа бесконечно близко расположенных лопаток, поскольку принималось, что скорость при выходе из канала направлена тангенциально к лопатке. Вследствие этого ограничения не полностью учитывается влияние мертвого пространства. Это, например, видно из того, что в случае, когда $\beta_2 = 90°$, мертвое пространство согласно приведенным выше рассуждениям не влияет на снижение мощности, а в случае $\beta_2 > 90°$ даже повышает мощность, в то время как в действительности и при этих углах, (которые мыслимы только у насосного, а не у турбинного колеса) наблюдается сравнительно большое снижение мощности, чем это было бы обусловлено механизмом течения без трения. Здесь следует учесть еще другое влияние, состоящее в том, что мертвое пространство влияет на поток уже в пределах канала в том смысле, что изменение направления уменьшается, следовательно, угол потока всегда, даже в случаях $\beta_2 > 90°$, меньше угла лопатки β_2. Кроме отклоняющего воздействия мертвого пространства, показанного на фиг. 93, обнаруживается еще другое, растущее с углом отклонения лопатки и которое становится тем больше, чем больше β_2. При углах $\beta_2 \approx \approx 90°$ это воздействие целиком определяет влияние мертвого пространства на уменьшение мощности, которое должно быть прибавлено к снижению мощности, рассмотренному в подразделе а.

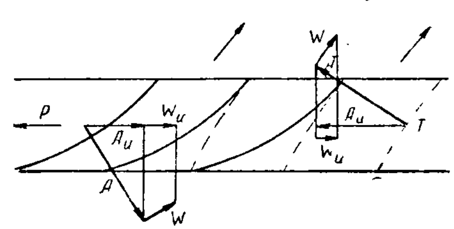
Кроме того, вязкость действует в том направлении, что к нормальной силе на единицу площади добавляется сила трения как тангенциальная сила, которая создает не только потерю энергии, но у насосов участвует в работе лопатки, как будет показано позднее. Наконец, по окружности колеса происходит обмен импульсами с потоком в зазоре (за колесом). Часть его также приводит к повышению полезной работы.

При оценке упомянутых выше тангенциальных сил, которые действуют вдоль поверхности лопатки и сумма которых создает силу сопротивления W; направленную навстречу (среднему) направлению потока, нельзя не учитывать, что влияние этих сил противоположно описанному выше влиянию на полезную мощность мертвых пространств. Окружное усилие U, создаваемое лопаткой и которое пропорционально работе лопатки H_{th}, состоит из двух компонентов A_u и W_u подъемной силы A, создаваемой силами течения и упомянутого выше сопротивления W в соответствии со следующим равенством (фиг. 94),

$$U = A_u \pm W_u.$$

Для насоса в этом равенстве следует применить положительный знак, т. е. сообщаемое рабочим колесом изменение момента количества движения $\Delta\ (rc_u)$ (согласно уравнению (3. 7a), раздел 17) и обусловленная им сила U вследствие сопротивления W, увеличится, а у турбин (отрицательный знак у окружной составляющей сопротивления) уменьшится.

Это влияние трения там, где вследствие тщательного профилирования лопатки устранены мертвые зоны, приводит к тому, что следует уменьшить дополнительный (по сравнению со случаем идеальной жидкости) угол загиба лопаток у насосов и увеличить — у турбин. Эта необходимость большего увеличения угла турбинной лопатки в особенности наблюдается у быстроходных осевых колес с хорошо заостренными лопатками, несмотря на ускорение потока.



Фиг. 94. Влияние сопротивления лопатки на окружное усилие A; у насосов (P) положительное, у турбин (T) — отрицательное.

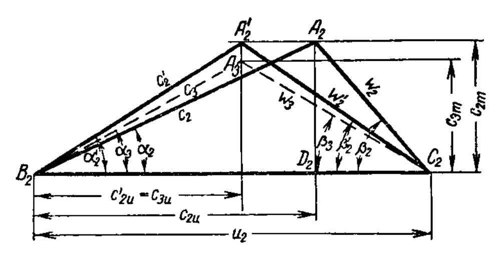
в) Сопоставление обозначений и некоторых уравнений. Хотя относительные траектории отдельных струй в одинаковых каналах рабочей решетки вообще говоря различны, однако поглощение ими энергии при отсутствии трения одинаково, потому что абсолютное течение идеальной жидкости не имеет вращательного движения и следовательно, циркуляция вокруг отдельных лопаток не зависит от пути интегрирования. Это становится понятным, если учесть, что воздействие лопаток не прекращается на окружности выхода из лопаточного венца, где еще существует большое различие линий тока, точно так же, как оно не начинается только при достижении входной окружности (фиг. 85). Воздействие рабочих лопаток распространяется тем дальше за каналом, чем реже расположены лопатки. Практически однако выравнивание течения можно считать законченным на небольшом расстоянии за решеткой лопаток.

Диаграмма скоростей на выходе приобретает в данном случае вид, изображенный на фиг. 95, причем $A_2B_2C_2$ означает треугольник скоростей по струйной теории, а $A_2'B_2C_2$ — треугольник скоростей действительного выравненного течения после колеса. Точки A_2 и A_2' лежат на одной прямой, параллельной u_2, потому что расход и тем самым также меридиональная составляющая c_{2m} остаются постоянными. Уменьшение мощности обусловлено снижением скорости закручивания потока

$$\overline{A_2A_2'} = c_{2u} - c_{2u}' - c_{3u}. \qquad (3.\,24)$$

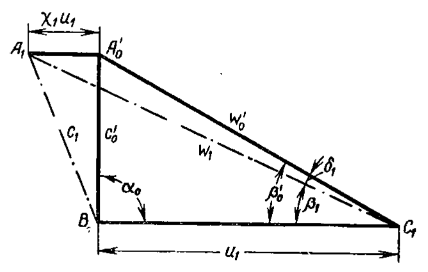
Действительное выравненное течение у выхода соответствует, следовательно, условному колесу с бесконечным числом лопаток, но с уменьшенным выходным углом β_2', так что дополнительный

загиб лопатки на выходе у колеса с конечным числом лопаток равен $\delta_2 = \beta_2 - \beta_2'$. Для последующего расчета направляющего колеса важно установить, что угол абсолютной скорости на выходе увеличивается с α_2 и α_2'. На входе также изменяется окружная скорость на величину $\chi_1 u_1$, что имеет значение только в связи с тем, что вследствие этого изменяется угол безударного входа. Соответствующая диаграмма скоростей дана на фиг. 96 при $\alpha_0 = 90°$, т. е. $c_0 = 0$, где $A_0'B_1C_1$ представляет треугольник скоростей без учета отклонения, $A_1B_1C_1$ — то же с учетом отклонения потока. Здесь угол дополнительного загиба лопаток составляет $\delta_1 = \beta_0' - \beta_1$.



Фиг. 95. Треугольники скоростей для напорной кромки рабочей лопатки с учетом конечного числа лопаток.

Обобщая, можно сказать, что треугольники скоростей $A_2'B_2C_2$ и $A_0'B_1C_1$ определяют мощность и углы направляющих лопаток, треугольники $A_2B_2C_2$ и $A_1B_1C_1$ — углы рабочих лопаток. Отклонение на входе у радиальных колес не принимается во внимание. При конечной толщине лопаток следует применять уравнения (3. 1) и (3. 4) раздела 16.



Фиг. 96. Диаграмма скоростей для входа рабочего колеса с учетом отклонения потока.

Ввиду того что приведенные в разделе 16 обозначения для течения, конгруентного лопаткам, очевидно недостаточны, ниже приводится их дальнейшее пояснение.

Индекс 0 относится к ненарушенному (не испытавшему еще воздействия колеса) течению перед входом колеса (треугольник $A_0B_1C_1$, фиг. 79 слева).

Индекс 0 с штрихом наверху (например, c_0') — к течению у входа, в сечении, суженном вследствие конечной толщины лопатки, но без учета отклонения потока (треугольник $A_0'B_1C_1$), следовательно, $c_0' = c_0 t_1/(t_1 - \sigma_1)$ (соотношения аналогичны для случая бесконечного числа лопаток; только тогда применяется индекс 1). Индекс 1 — к течению на входе колеса, с учетом сужения вследствие конечной толщины лопаток и с равномерным отклонением всех струй, так что относительные линии тока направлены под углом лопатки β_1, соответствующим безударному входу (треугольник $A_1B_1C_1$ на фиг. 96).

Индекс 2 — к течению на выходе из колеса, суженном вследствие конечной толщины лопаток, причем относительные линии тока одинаково наклонены под углом лопатки β_2 относительно окружности (треугольник $A_2B_2C_2$ на фиг. 95; соотношения как в случае бесконечного числа лопаток).

Индекс 2 со штрихом наверху (например, c_2') — к течению на выходе из колеса, суженном вследствие конечной толщины лопаток с учетом отклонения вследствие прекращения давления на лопатку и при предположении, что различие отдельных линий тока уже выравнялось на окружности колеса (треугольник $A_2'B_2C_2$ на фиг. 95).

Индекс 3 — к такому же состоянию течения, как в предыдущем случае, но с учетом замедления, вызванного прекращением сужения проходного сечения лопатками. Соответствующий треугольник скоростей $A_2B_2C_2$ получится из треугольника $A_2'B_2C_2$ аналогичным образом, как на фиг. 80 слева, треугольник $A_3B_2C_3$ — из треугольника $A_2B_2C_2$, так что $c_{3u} = c_{2u}'$.

При бесконечном числе лопаток работа лопатки составляет согласно уравнению (3. 18) раздела 17п.б

$$H_{th\infty} = \frac{1}{g}\left(u_2c_{2u} - u_1c_{0u}\right). \tag{3. 25}$$

для конечного числа лопаток уравнения (3. 9) раздела 17а дает

$$H_{th} = \frac{1}{g}\left(u_2c_{2u}' - u_1c_{0u}\right) = \frac{1}{g}\left(u_2c_{3u} - u_1c_{0u}.\right) \tag{3. 26}$$

При этом $c_{2u}' = c_{3u}$ представляет окружную составляющую скорости абсолютного течения на выходе, которую можно получить, если выравненный поток на некотором расстоянии от колеса распространить, сохраняя его стационарность, обратно до окружности колеса.

При нормально направленном входном потоке в колесо, т. е. при $c_{0u} = 0$ получим

$$H_{th\infty} = \frac{u_2}{g}c_{2u}. \tag{3. 25a}$$

и действительную работу лопаток

$$H_{th\infty} = \frac{u_2}{g}c_{2u}' = \frac{u_2}{g}c_{3u}. \tag{3. 26a}$$

В выражении для давления в зазоре (смотри уравнение (3.15) раздела 17) теперь вместо w_2 появляется w_2' или w_3, в зависимости от того, измеряется ли давление в зазоре перед или позади конца

лопатки. Повышенное давление в зазоре[1] перед концом лопатки равняется, таким образом

$$H_p = \frac{u_2^2 - u_1^2 + w_0^2 - w_2'^2}{2g} - Z_1. \tag{3.27}$$

и при $\alpha_0 = 90°$, когда $w_0^2 - u_1^2 = c_0^2$

$$H_p = \frac{u_2^2 - w_2'^2 + c_0^2}{2g} - Z_1. \tag{3.28}$$

Потери Z_1 в каналах между рабочими лопатками (что естественно зависит от положения измеряемой точки) в этих двух уравнениях можно приблизительно учесть, если первый член умножить на η_h, а Z_1 приравнять нулю ($Z_1 = 0$). Для часто встречающегося случая, когда $c_0 \approx c_{2m}$, т. е. согласно фиг. 95 $w_2'^2 - c_0^2 = (u_2 - c_{3u})^2$, можно написать

$$H_p = \eta_h \frac{u_2^2 - (u_2 - c_{3u})^2}{2g} = \eta_h \frac{c_{3u}}{g}\left(u_2 - \frac{c_{3u}}{g}\right). \tag{3.29}$$

или, поскольку согласно уравнению (3. 26а) $c_{3u} = gH_{th}/u_2$, то

$$H_p = \eta_h H_{th}\left(1 - \frac{c_{3u}}{2u_2}\right) = \eta_h H_{th}\left(1 - \frac{gH_{th}}{2u_2^2}\right); \tag{3.30}$$

$$H_p = H\left(1 - \frac{c_{3u}}{2u_2}\right) = H\left(1 - \frac{gH_{th}}{2u_2^2}\right). \tag{3.30a}$$

21. ПРИБЛИЖЕННАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УМЕНЬШЕНИЯ МОЩНОСТИ НАСОСА ВСЛЕДСТВИЕ КОНЕЧНОГО ЧИСЛА ЛОПАТОК

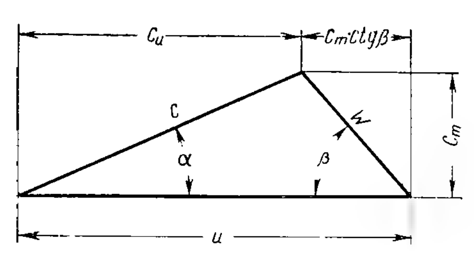
Точные способы математической гидродинамики основаны на предположении идеальной жидкости, применяя методы конформных преобразований [142], [143] либо заменяя лопатки вихревым слоем [144], причем толщина профиля учитывается соответствующим распределением источников и стоков; поскольку, однако, при этом не учитывается вязкость, указанные методы приводят к результатам, сильно отклоняющимся от действительности. Кроме того, относительное течение фактически нестационарно вследствие обратного воздействия направляющего аппарата. Для инженера названные способы не пригодны уже потому, что они требуют исключительно трудоемкой расчетной работы. Практическая возможность применения этих методов, и то достаточно ограниченная, имеет место лишь при расчете осевых турбинных лопаток с большим межлопаточным расстоянием. Несмотря на ценность этих методов для получения

---

[1] По сравнению со статическим давлением на входе в колесо. Если, как это обычно и делается, сравнивать давление в зазоре с полным давлением перед колесом, то $H_p = \frac{u_2^2 - w_2'^2}{2g}$. *Прим. ред.*

правильных принципиальных представлений, инженеру необходимо дать в руки достаточно простые приближенные формулы. Приводимый ниже вывод такой формулы не претендует на какую-либо точность. Важнейшие факторы оцениваются в этой формуле ориентировочно, а принятые упрощения сделаны с учетом практического опыта.

Причина уменьшения передаваемой мощности лежит в перепаде давлений между передней и задней сторонами лопаток, что взято за основу последующих рассуждений. При тангенциальном направлении втекающей и вытекающей жидкости по концам лопаток этот перепад давления снижается до нуля (см. фиг. 86). Для простоты следует предположить, что сила $K = \gamma \Delta h$, передаваемая жидкости на единице длины лопатки, остается постоянной на всей длине лопатки. В этом случае перепад давления Δh на передней и задней сторонах изменяется обратно пропорционально ширине колеса b. Кроме того, на конце лопатки перепад давлений должен мгновенно падать до нуля, в то время как в действительности он исчезает постепенно.



Фиг. 97. Треугольник скоростей для произвольной точки лопатки.

Нижеследующее приближенное рассмотрение очень тонких и плотно расположенных радиальных лопаток показывает, что предположение о постоянстве $K = \gamma \Delta h \cdot b = \text{const}$ лучше совпадает с действительностью, чем предположение о постоянстве перепада $\Delta h = \text{const}$. Согласно уравнению (3. 6) момент сил, приложенных к лопатке вдоль очень малого элемента dr в радиальном направлении

$$dM = Krdr = \frac{\gamma}{g} V d(rc_u),$$

где, согласно фиг. 97,

$$c_u = u - c_m \operatorname{ctg}\beta = r\omega - \frac{V}{2\pi rb} \operatorname{ctg} b.$$

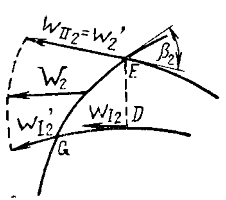
и следовательно, усилие лопатки, приходящееся на единицу длины,

$$K = \frac{\gamma}{g} V \frac{d(rc_u)}{rdr} = \frac{\gamma}{g} V \frac{d\left(r^2\omega - \frac{V}{2\pi} \cdot \frac{\operatorname{ctg}\beta}{b}\right)}{rdr}$$

или

$$K = \frac{\gamma}{g} V \left[2\omega - \frac{V}{2\pi r} \cdot \frac{d\frac{\operatorname{ctg}\beta}{b}}{dr}\right]. \qquad (I)$$

В этом уравнении при постоянном V изменяется только второй член вместе с b; влияние этого члена по сравнению с первым членом значительно слабее при обычно применяемых очертаниях лопаток; в предельном случае $\beta = 90°$ (прямолинейная лопатка расположена в меридиональной плоскости) этот второй член равняется нулю и поэтому K является постоянным, независимо от изменения ширины лопатки. Аналогичный случай имеет место тогда, когда остаются неизменными β и b (логарифмически спиральная лопатка между параллельными стенками). Здесь также K не зависит от ширины лопатки b. Как можно видеть из уравнения (I), этот второй член может быть также постоянным, когда с ростом радиуса увеличивается β и уменьшается b, как у обычной формы лопатки. Во всяком случае изложенное выше свидетельствует о том, что сильно упрощающее предположение о постоянстве значения K в широкой степени совпадает с действительностью. Если бы было введено условие постоянства $\Delta h = \frac{k}{\gamma b} = \text{const}$ в уравнение (I), то можно было бы показать, что этому должно соответствовать заметное уменьшение β с уменьшением b к периферии, потому что ширина колеса b встречается только в знаменателе на первой стороне этого уравнения. Это сопряжено с неблагоприятными формами лопатки, нерациональными для практического применения.



Фиг. 98. Скорости на выходе из рабочего колеса.

Кроме того, мы исходим из представления, использованного в разделе 20, о механизме отклонения потока. Рассмотрим нормальную линию ED (фиг. 98), проходящую через вершину лопатки E и через рабочий канал; тогда вновь скорость в конечной точке E ориентировочно должна равняться относительной скорости w_2' выходящего потока (фиг. 95), потому что эта точка уже принадлежит потоку за колесом. Скорость w_{12} на передней стороне лопатки в точке D этой нормальной линии, должна быть ускорена у действительного потока на пути DG вследствие падения давления до давления в зазоре, и также достигать скорости w_2', непосредственно за концом лопатки. Если, однако, согласно нашему первому предположению, считать постоянной удельную силу, действующую на лопатку до точки G, причем отклонение от действительности имеет место только на напорной стороне лопатки, то давление в зазоре сохранится на подсасывающей стороне в точке E, следовательно также приближенно сохранится и скорость w_2'. На напорной стороне переход к выравненному потоку происходит скачкообразно, что следует считать допустимым для нашей модели. Предполагаемая скорость w_{12}' на напорной стороне у конца лопатки G может быть тогда вычислена из равенства

$$w_2'^2 - w_{12}'^2 = 2g\tau\Delta h_2, \tag{3. 31}$$

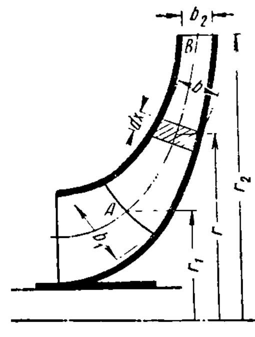
где Δh_2 представляет перепад давлений между передней и задней сторонами у конца лопатки, а τ — эмпирический коэффициент,

который учитывает отклонение принятой схемы от действительности, в особенности снижение нагрузки у концов лопатки до нуля и соответственно он должен быть меньше единицы.

Предполагаемая постоянная нагрузка лопатки на единицу длины

$$K = \gamma \Delta h b = \gamma \Delta h_2 b_2 = \gamma \Delta h_1 b_1 \qquad (3.32)$$

легко поддается расчету, исходя из данной мощности насоса С одной стороны, момент M, передаваемый лопаткой (фиг. 99)



Фиг. 99. Сечение колеса.

$$M = z \int_{r_1}^{r_2} \gamma \Delta h b dx r = zK \int_{r_1}^{r_2} r dx.$$

причем последний интеграл представляет не что иное, как статический момент средней струи воды (линии тока) AB в меридиональном сечении относительно оси вращения; если его обозначить буквой S, то получим

$$M = zKS = z\gamma \Delta h_2 b_2 S. \qquad (3.32а)$$

С другой стороны, $M\omega$ равняется работе лопатки в секунду $\gamma V H_{th}$. Если при этом V заменить на $2\pi r_2 b_2 c_{2m} (t_2 - \sigma_2)/t_2$, то отсюда следует

$$M = \frac{\gamma V H_{th}}{\omega} 2\gamma r_2^2 \pi b_2 c_{2m} \frac{H_{th}}{u_2} \cdot \frac{t_2 - \sigma_2}{t_2}. \qquad (3.32б)$$

Приравнивая оба выражения (3. 32а) и (3. 32б), получим

$$\Delta h_2 = 2\pi \frac{r_2^2}{zS} c_{2m} \frac{H_{th}}{u_2} \cdot \frac{t_2 - \sigma_2}{t_2} \qquad (3.33)$$

или вводя в уравнение (3. 31) значение Δh_2

$$w_2'^2 - w_{12}'^2 = 4g\tau\pi \frac{r_2^2}{zS} c_{2m} \frac{H_{th}}{u_2} \cdot \frac{t_2 - \sigma_2}{t_2}. \qquad (3.34)$$

Вследствие постоянства нагрузки на лопатку мы должны принять, что на выходе из канала существуют условия, соответствующие бесконечно длинному каналу. Поэтому средняя относительная скорость непосредственно перед выходом приближенно равняется скорости w_2, направленной под углом лопатки β_2, в случае бесконечного числа лопаток. Если исходить из линейного распределения по GE (фиг. 98), то получим

$$w_2'^2 - w_{12}'^2 = (w_2' + w_{12}')(w_2' - w_{12}') = 2w_2 2 (w_2' - w_2),$$

отсюда согласно уравнению (3. 34)

$$w_2 (w_2' - w_2) = g\tau\pi \frac{r_2^2}{zS} c_{2m} \frac{H_{th}}{u_2} \cdot \frac{t_2 - \sigma_2}{t_2}$$

или вследствие того, что $w_2 = c_{2m}/\sin\beta_2$

$$w_2' - w_2 = \frac{gH_{th}}{u_2} \tau\pi \frac{r_2^2}{zS} \frac{t_2 - \sigma_2}{t_2} \sin\beta_2. \tag{3. 35}$$

Если объединить постоянные для данного колеса величины и ввести

$$p \equiv \tau\pi \frac{r_2^2}{zS} \frac{t_2 - \sigma_2}{t_2} \sin\beta_2, \tag{3. 36}$$

то получим

$$w_2' - w_2 = \frac{gH_{th}}{u_2} p. \tag{3. 37}$$

Учитывая, что w_2' и w_2 представляют различно направленные векторы, то, по-видимому, допустимо при данном приближенном рассмотрении в качестве разности скоростей $w_2' - w_2$ принять их векторную разность. Тогда из фиг. 95 следует

$$w_2' - w_2 = \varkappa u_2 = c_{2u} - c_{3u}.$$

Согласно уравнениям (3. 25) и (3. 26)

$$H_{th\infty} - H_{th} = \frac{u_2}{g}(c_{2u} - c_{3u}),$$

откуда, учитывая уравнение (3. 37) получим

$$H_{th\infty} - H_{th} = H_{th}p.$$

или

$$H_{th\infty} = H_{th}(1 + p). \tag{3. 38}$$

Синусоидальная зависимость, соответствующая уравнению (3.36), находится в согласии с расчетами для идеальной жидкости. Эта закономерность экспериментально не всегда подтверждается вследствие того, что большое влияние вязкости уменьшается с ростом угла β_2. Поэтому мы объединим в уравнении (3. 36) $\sin\beta_2$ с коэффициентом τ в один новый эмпирический коэффициент

$$\psi' \doteq \tau\pi\sin\beta_2 = k\sin\beta_2, \tag{3. 39}$$

величина которого дана в следующем разделе (в первом и втором издании книги этот эмпирический коэффициент обозначен ψ; эта буква теперь применяется для коэффициента давления $\psi = 2gH/u_2^2$).

Отбрасывая коэффициент сужения $(t_2 - \sigma_2)/t_2$, который мало отличается от единицы, получим

$$p = \psi' \frac{r_2^2}{zS}; \tag{3. 40}$$

отсюда можно написать

$$H_{th\infty} = H_{th}\left(1 + \psi' \frac{r_2^2}{zS}\right) \tag{3. 41}$$

Это уравнение в соответствии с его выводом справедливо также для случая потока, входящего в колесо не по нормали. Его можно применить для любой формы лопаточного колеса (только у турбин, согласно раздела 20 п.б, эмпирический коэффициент ψ' может быть очень малым или даже отрицательным).

Таким образом, расчетное увеличение работы H_{th}, необходимое для возможности осуществления расчета рабочего колеса по методам одноразмерной струйной теории при данном угле β_2 обратно пропорционально числу лопаток z и отношению S/r_2^2, где S означает статический момент струи воды AB относительно оси. Лопатки, короткие по направлению линии тока в осевом сечении, имеют также большее уменьшение мощности, чем длинные лопатки, так как меньше $S : r_2^2$. Уменьшение мощности остается одинаковым, когда

$$\frac{r_2^2}{zS} = \text{const}. \tag{3.42}$$

Уравнения (3. 41) и (3. 42) становятся более наглядными, если принять во внимание, что давление на лопатку становится тем меньше, чем больше число лопаток z, статический момент S, а также рабочая длина лопатки, и кроме того, лопатки располагаются тем чаще, следовательно получается тем лучшее направление воды, чем меньше радиус r_2 колеса по сравнению с $S : r_2$, т. е. рабочая длина лопатки.

Для радиальных лопаток имеем

$$S = \int_{r_1}^{r_2} r\,dr = \frac{1}{2}\left(r_2^2 - r_1^2\right)$$

Следовательно

$$p = 2\frac{\psi'}{z}\cdot\frac{r_2^2}{r_2^2 - r_1^2} = 2\frac{\psi'}{z}\cdot\frac{1}{1-(r_1/r_2)^2}, \tag{3.43}$$

так что

$$H_{th\infty} = H_{th}\left(1 + 2\frac{\psi'}{z}\,\frac{1}{1-(r_1/r_2)^2}\right). \tag{3.44}$$

При наиболее часто встречающемся значении $r_2 = 2r_1$ величина $p = 8/3\,\psi'/z$, т. е.

$$H_{th\infty} = H_{th}\left(1 + \frac{8}{3}\cdot\frac{\psi'}{z}\right). \tag{3.45}$$

Для осевой лопатки имеем $r_2 = r_1 = r$ и $S = re$, где e означает осевую длину лопатки; следовательно

$$H_{th\infty} = H_{th}\left(1 + \frac{\psi'}{z}\cdot\frac{r}{e}\right). \tag{3.46}$$

или так как $2\pi\, r/z$ равняется t — шагу лопаток, то

$$H_{th\infty} = H_{th}\left(1 + \frac{\psi'}{2\pi} \cdot \frac{t}{e}\right). \tag{3.46a}$$

Для лопаток двоякой кривизны (более подробно они рассматриваются в главе 7) определяем $S = \int_{r_1}^{r_2} r dx$ в виде $\sum r dx$, т. е. путем выделения малых элементов Δx (равных 5 или 10 *мм*) на средней или рассматриваемой линии меридионального сечения (линии тока); тогда

$$S = \Delta x \sum_{r_1}^{r_2} r, \tag{3.47}$$

т. е. статический момент равняется произведению Δx и суммы радиусов центров тяжести построенных отрезков Δx.

В случае применения промежуточных лопаток (фиг. 153) вводится величина zS из уравнения (3. 41)

$$zS = z_1 S_1 + z_2 S_2, \tag{3.48}$$

причем индекс 1 относится ко всей лопатке, индекс 2 — к укороченной лопатке. Выведенный способ расчета в разделе 72 будет применен также к неподвижному лопаточному венцу, т. е. к направляющим колесам.

Выходной угол. Согласно фиг. 95 между углами α_2 и α_2' абсолютной выходной скорости для бесконечного и конечного числа лопаток существует зависимость

$$\operatorname{tg} \alpha_2' = \frac{c_{2u}}{c_{3u}} \operatorname{tg} \alpha_2, \tag{3.49}$$

где, согласно уравнениям (3. 25), (3. 26) и (3. 28)

$$\frac{c_{2u}}{c_{3u}} = \frac{gH_{th}(1+p) + u_1 c_{0u}}{gH_{th} + u_1 c_{0u}} = 1 + p - p\,\frac{r_1}{r_2} \cdot \frac{c_{0u}}{c_{3u}}. \tag{3.49a}$$

Отсюда следует для случая нормального входа в колесо, т. е. при $c_{0u} = 0$

$$\frac{c_{2u}}{c_{3u}} = 1 + p; \tag{3.50}$$

$$\operatorname{tg} \alpha_2' = (1 + p) \operatorname{tg} \alpha_2. \tag{3.51}$$

Угол отклонения абсолютной скорости выходного потока составляет $\alpha_2' - \alpha_2$.

22. СРАВНЕНИЕ ПРИБЛИЖЕННОЙ ФОРМУЛЫ С ДРУГИМИ РАСЧЕТНЫМИ ФОРМУЛАМИ. ОПЫТНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ψ'

Приведенные выше выражения должны хорошо воспроизводить условия у лопаток изогнутых логарифмической спирали, потому что в этом случае действительно в бесконечном длинном канале имеет место равномерное распределение давления на лопатку. Для подобных лопаток Буземанн вычислил течение жидкости без трения с помощью конформных преобразований [147]. Результаты его вычислений, изображенные в виде кривых, могут быть использованы для расчета, хотя необходимо принять во внимание, что идеальная (без трения) жидкость ведет себя иначе, чем вязкая (смотри раздел 20 п.б). Если взять значения, соответствующие безударному входу, и сравнить с результатами, получаемыми согласно уравнению (3. 41), то можно установить, как об этом более подробно показано в другом месте (например, смотри раздел 42а второго издания этой книги), что приведенный выше приближенный метод качественно исключительно хорошо воспроизводит картину течения для идеальной (без трения) жидкости; также удовлетворительно совпадает синусоидальная закономерность уравнения (3. 36). Но расчеты Буземанна недостаточны для исчерпывающей оценки пригодности выведенных уравнений. Во-первых, логарифмические спиральные лопатки соответствуют особому случаю, когда расход безударного входа растет по определенной закономерности с выходным углом β_2. Во-вторых, при других формах лопатки давление распределяется иначе, не говоря уже о том, что наличие выходных направляющих лопаток, согласно практическому опыту, оказывает влияние и, самое главное, не принято во внимание влияние вязкости. В конечном итоге окончательный ответ может дать только опыт, причем возникают трудности вследствие того, что снижение напора, связанное с конечным числом лопаток, определяется по разности двух величин одного порядка и поэтому неизбежен сильный разброс опытных данных.

Несмотря на наличие достаточно обширного опытного материала [148], [149], [150], [151], все еще не выяснено, какова зависимость коэффициента ψ' от угла β_2. Чисто синусоидальная закономерность для ψ', согласно уравнению (3. 39), также не подтверждается, хотя некоторое увеличение ψ' с ростом β_2 вполне правдоподобно. Автор считает рациональным введение в расчет следующих значений для насосов с выходным направляющим аппаратом (или спиральным кожухом)

$$\psi' = 0{,}55 \div 0{,}68 + 0{,}6 \sin\beta_2, \qquad (3.52)$$

в среднем

$$\psi' = 0{,}6\,(1 + \sin\beta_2). \qquad (3.53)$$

Эти значения ψ' справедливы только для радиальных колес с лопатками, изогнутыми назад и при отношении радиусов $\frac{r_1}{r_2} < \frac{1}{2}$. Опыты с радиальными лопатками, которые короче в радиальном

направлении и соответственно изогнуты вперед, т. е похожи на осевые лопатки[1], дают большие значения [152], [153] для ψ'.

Причину здесь следует искать в характере кривизны лопатки и обычно повышенной нагрузки лопатки у выходной кромки. Эти факторы очень трудно надежно оценить; их учитывают ориентировочно, для чего значение ψ' равенства (3. 53) умножают еще на множитель $(1{,}6 \div 2)\, r_1/r_2$; другими словами при расчете надлежит пользоваться следующим скорректированным значением

$$(\psi')_{корр} = (1 \div 1{,}2)\,(1 + \sin\beta_2)\,\frac{r_1}{r_2}. \qquad (3.54)$$

У осевых лопаток $\frac{r_1}{r_2} = 1$, у коротких радиальных лопаток некоторых вентиляторов $r_1/r_2 = 0{,}9$. В обоих случаях предполагается что средняя (скелетная) линия лопатки изогнута по дуге круга. Если выходной конец имеет более плоскую форму, то значение коэффициента ψ' уменьшается. В разделе 60 сообщаются дальнейшие подробности об уменьшении передаваемой мощности для колес с осевыми лопатками.

У явно выраженных центробежных колес с $\frac{r_1}{r_2} < \frac{1}{2}$ мы применяем, как и раньше, значения ψ', получаемые по равенствам (3. 52) или (3. 53), независимо от тех или иных соотношений радиусов, потому что это дает вполне достаточное совпадение с практическим опытом. То же самое относится к полуосевым лопаткам, длинными по направлению потока, что, как правило, встречается при небольшом числе лопаток (разделы 56 и 57).

Значения коэффициента ψ', определяемые по равенству (3. 52), применимы только для насосов с выходным лопаточным направляющим аппаратом, с лопатками, близко расположенными к окружности рабочего колеса. При увеличении расстояния между рабочим колесом и направляющим аппаратом, эффект снижения мощности ослабевает и, следовательно ψ' растет. Если вместо направляющих лопаток применен спиральный кожух, то также наблюдается увеличение коэффициента ψ'. Значительный рост передаваемой мощности наблюдается также в случае применения безлопаточного диффузора как единственного направляющего аппарата (смотри ссылки 148 и др.); разница становится тем больше, чем меньше угол α_3 абсолютной скорости c_3 относительно направления окружности. При углах α_3 меньше $10°$ увеличение коэффициента ψ' может составлять больше 30%, если же угол α_3 приблизительно равен $20°$ и больше, как это стремятся делать у центробежных компрессоров, то разница получится лишь незначительная. Эти выводы свидетельствуют о том, что направляющий аппарат сильно влияет на поток в канале рабочего колеса и было бы бессмысленно пытаться определять уменьшение

[1] В отличие от общепринятых терминов лопатки, загнутые назад и вперед, что соответствует углам β_2 меньше и больше 90°, в данном случае идет речь о расположении центра кривизны сзади (изогнутые назад) и впереди лопатки. *Прим. ред.*

мощности, положив в основу расчета идеальную жидкость или экспериментально на основе испытаний изолированных решеток лопаток.

У нагнетателей для наддува двигателей применяется особая форма радиальной лопатки, которая на входе изогнута в осевом направлении по определенному радиусу на коротком участке для устранения удара потока. Такая форма лопаток особенно пригодна для высоких окружных скоростей (следовательно для компрессоров); коэффициент ψ' для них равняется примерно 1,8, т. е. приблизительно на 50% выше, чем получается по равенству (3. 52) при угле $\beta_2 = 90°$. Причину здесь можно видеть в усиленном образовании мертвых зон, поскольку отсутствует отсасывание вследствие центробежных сил, так как в этом случае окружная скорость пограничного слоя равняется окружной скорости протекающего расходного потока.

Следует учитывать, что коэффициент ψ' растет с увеличением угла β_2 согласно равенству (3. 52).

Сравнительно большой диапазон колебаний значений коэффициента ψ' согласно равенству (3. 52), вполне допустим, потому что соответствующие колебания напора относительно невелики. Необходимо также учесть, что профиль лопатки между входным и выходным углами не учитывается приведенными приближенными формулами. При начальных расчетах первого приближения рекомендуется принимать значения ψ' по верхнему пределу.

Для осевых колес с большим шагом лопаток (пропеллеров) можно использовать методы расчета, обычно применяемые для несущих плоскостей самолета.

23. ВЛИЯНИЕ СТЕПЕНИ РЕАКЦИИ

Лопаточные насосы как и турбины можно разделить на две большие основные группы. Если давление в зазоре H_p в уравнении (3. 27) имеет положительное значение, т. е. давление на выходной стороне рабочего колеса выше, чем на входной стороне, то насосы называют реактивными (с положительной реактивностью). В таких насосах энергия давления на выходе из рабочего колеса может составлять значительную долю подведенной энергии. Повышение давления в примыкающем направляющем аппарате и тем самым также скорости c_3 на выходе из рабочего колеса могут быть соответственно меньше.

Если же наоборот $H_p = 0$, т. е. давление в зазоре равняется давлению на входе колеса, то в данном случае имеет место активный характер работы машины. При этом вся работа, сообщенная жидкости колесом, определяется скоростью c_3 и требуется, следовательно, значительное замедление скорости в направляющем аппарате. Ввиду того что это связано с большими потерями, согласно раздела 13п. б, чем в случае вращающихся диффузорных каналов, то насосы активного типа, несмотря на отсутствие потерь в зазоре, характеризуются худшим к. п. д., чем насосы реактивные при прочих равных условиях. Очевидно их следует применять только там, где могут быть приме-

нены особенно эффективно действующие направляющие аппараты[1] или когда перепад давлений на рабочем колесе недопустим, как, например, при парциальном подводе жидкости к колесу, что впрочем редко встречается у насосов. В последнем случае вследствие сообщения полостей входа и выхода через неработающие каналы возможности создания и поддержания повышенного давления весьма ограничены.

Как правило, лопаточные насосы всегда работают по реактивной схеме с повышением давления в рабочем колесе. Так как для нормального притекания

$$u_2 = \frac{gH_{th}}{c_3 \cos\alpha_3} = \frac{\frac{gH_{th}}{\eta_h}}{c_3 \cos\alpha_3},$$

то окружная скорость колеса получается сравнительно высокой, потому что скорость c_3 мала. Реактивные насосы требуют также большего числа оборотов или большего диаметра колеса, чем активные. Это более подробно поясняется в следующем разделе. Отношение

$$r = \frac{\text{энергия давления в зазоре } H_p}{\text{полная высота напора } H}$$

называется степенью реакции.

Только у редко встречающихся активных насосов, у которых отсутствует повышение давления в колесе это отношение равняется нулю; обычно оно лежит в пределах между нулем и единицей. Предельный случай $r = 1$, как это будет позднее показано, приближенно осуществляется у пропеллерных насосов с малым числом лопастей. Если подобный насос имеет входной направляющий аппарат с закруткой потока против вращения рабочего колеса, то степень реакции может быть даже больше единицы. Чем выше степень реакции при отсутствии закрутки потока на входе в колесо, тем, согласно вышесказанному, выше быстроходность.

По формуле (3. 27) раздела 20 вычисляется H_p. Как правило, можно принять приближенно $c_0 \approx c_{2m}$; поэтому для случая $\alpha_0 = 90°$ можно использовать уравнение (3. 30а), причем

$$r = \frac{H_p}{H} = 1 - \frac{c_{3u}}{2u_2} = 1 - \frac{gH_{th}}{2u_2^2}. \qquad (3.55)$$

Если ввести $c_{3u} = c_{2u}/(1+p) = (u_2 - c_{2m}\operatorname{ctg}\beta_2)(1+p)$, то получим

$$r = 1 - \frac{1}{2(1+p)}\left(1 - \frac{c_{2m}}{u_2}\operatorname{ctg}\beta_2\right) \qquad (3.56)$$

Степень реакции и тем самым быстроходность увеличивается одинаковым образом в принятом случае ($c_0 \approx c_{2m}$) как при увеличении отношения скоростей c_{2m}/u_2, так и при уменьшении угла β_2.

Для осевых лопаток получаются особо простые закономерности, которые приведены в разделе 59.

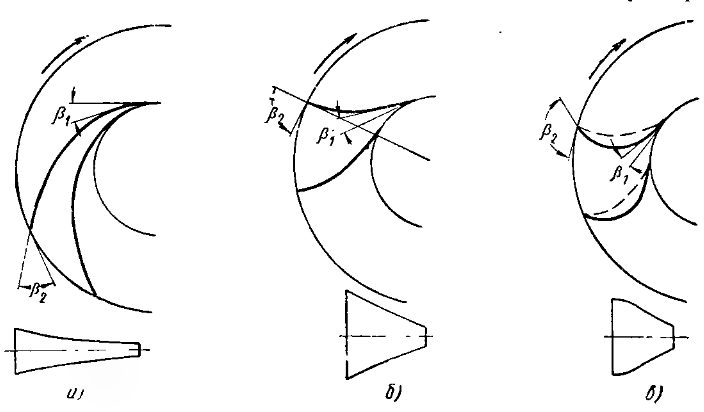
---

[1] Воздуходувки по схеме Шихта — см. раздел 64.

24. ВЫБОР ВЫХОДНОГО УГЛА ЛОПАТКИ β_2

Входной угол лопатки определяется условием безударного входа; но угол на выходе и ряд других величин могут быть выбраны, сравнительно произвольно, поскольку выходной треугольник определяется тремя величинами, а выше было задано только одно условие, определяемое основным уравнением работы колеса.

Возникает вопрос: должен ли выходной угол быть выбран меньше, равным или больше 90°. Эти три возможности соответствуют форме

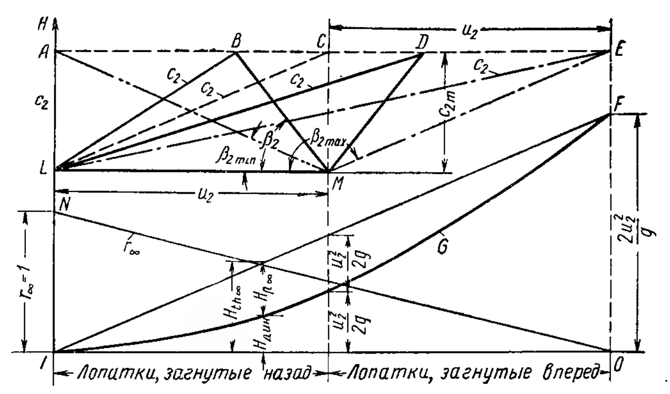


Фиг. 100. Формы лопаток:

а — лопатки, загнутые назад $\beta_2 < 90°$; *б* — радиально оканчивающиеся лопатки $\beta_2 = 90°$; *в* — загнутые вперед лопатки $\beta_2 > 90°$.

лопаток, которые изображены на фиг. 100. Входной угол β_1 во всех трех случаях принят одинаковым. Как можно видеть, лопатки с выходным углом меньше 90° загнуты назад, а при $\beta_2 = 90°$ и $\beta_2 > 90°$ загнуты вперед. Межлопаточный канал, очевидно, получается при этом очень различным и протекание его сечений по длине соответствует изображенным каналам с прямой осевой линией, расположенным под соответствующими колесами. Для лопаток, изображенных на фиг. 100, *а*, канал длиннее и меньше расширяется, чем у двух других форм лопаток. Возникает вопрос, может ли течение в каналах лопаток, изображенных на фиг. 100, *б* и *в*, вообще следовать данному сильному расширению и не произойдет ли явление отрыва, если даже канал сужается нормально к плоскости чертежа. Эта опасность имеет место даже если учитывать, что во вращающемся канале пограничный слой имеет полностью угловую скорость колеса, т. е. на него действуют бóльшие центробежные силы, чем на ядро потока, на который действует только окружная составляющая скорости c_u, определяющая отставание потока относительно колеса со скоростью $u - c_u$. Поэтому следует предположить, что пограничный слой стекает по направлению потока, несмотря на встречное повышение давления. Необходимо принять во внимание, что это скольжение,

выравнивающее поле скоростей, становится тем меньше, чем больше угол β, следовательно, чем круче устанавливаются лопатки относительно окружности. Практика показывает также, что сильное расширение канала неблагоприятно. Как показано на фиг. 100, *в*, пунктиром, можно улучшить условия протекания потока путем применения переменной толщины лопаток, но все же каналы получаются слишком короткими с очень сильной кривизной. Формы каналов, показанных на фиг. 100, *б* и *в*, пригодны для обратного



Фиг. 101. Зависимость между работой лопаток $H_{th\infty}$ и углом β_2. Наверху треугольники скоростей при различных углах β_2. Внизу — степень реакции γ_∞, давление в зазоре $H_{p\infty}$ и работа лопатки $H_{th\infty}$ в зависимости от скорости c_{2u}.

направления течения, следовательно для турбин, где сильное сужение приводит даже к улучшению характеристик потока, а уменьшение длины канала—к уменьшению потерь трения. Что же касается насосов, то для них загнутые назад лопатки (фиг. 100, *а*) должны давать более высокие к. п. д., чем в случае двух других форм лопаток.

Угол β_2 оказывает значительное влияние и на высоту напора. На фиг. 101 построены треугольники скоростей на выходе при пяти различных углах β_2, соответствующих пяти точкам A, B, C, D, E, причем $\overline{AC} = \overline{CE}$. Окружная скорость $\overline{LM} = u_2$ одинакова во всех пяти случаях, как и составляющая скорости, нормальная к окружности колеса (т. е. составляющая скорости, лежащая в меридиональной плоскости) $c_{2m} = c_2 \sin \alpha_2$; таким образом, как очертания колеса в этой плоскости, так и расходы одинаковы; если рассмотреть случай входа в колесо без закрутки, то теоретический напор $H_{th\infty}$, согласно уравнению (3. 25а) пропорционален окружной скорости $c_{2u} = c_2 \cos \alpha_2$, т. е. последовательно равен нулю, отрезкам $\overline{AB}$, $\overline{AC}$, $\overline{AD}$ и $\overline{AE}$. В первом случае при $\angle \beta_2 = \angle AML$ вообще никакой энергии воде не передается (при бесконечно большом числе лопаток). Сле-

довательно, этот угол представляет минимальное значение β_2, до которого, однако, доходить нельзя. При дальнейшем уменьшении этого угла напор $H_{th\infty}$ становится отрицательным, т. е. рабочее колесо будет работать как радиальная центробежная турбина. С ростом угла β_2 увеличивается $H_{th\infty}$. Вперед загнутые лопатки дают при прочих равных условиях более высокий теоретический напор, чем лопатки, загнутые назад или иными словами такие лопатки при данном числе оборотов позволяют значительно уменьшить диаметр колеса и тем самым сильно удешевить насос. Это можно объяснить тем, что вынужденное изменение направления течения и тем самым давление на лопатку становится больше. Однако, как видно, на фиг. 101, абсолютная входная скорость c_2 также возрастает, и следовательно увеличение $H_{th\infty}$ характеризуется относительным увеличением скоростного напора, и следовательно степень реакции снижается. Чем больше угол β_2, тем меньше перепад статических давлений на рабочем колесе насоса и тем отрицательнее повлияют на его характеристики необходимость преобразования больших скоростей в давление (см. предыдущий раздел). Если меридиональные скорости на входе и выходе из колеса одинаковы, т. е. $c_{2m} = c_0$, то доля работы колеса, которая имеется на выходе в виде энергии движения, составляет при бесконечно большом числе лопаток.

$$H_{дин} = \frac{c_2^2 - c_0^2}{2g} = \frac{c_2^2 - c_{2m}^2}{2g} = \frac{c_{2u}^2}{2g}. \tag{3. 57}$$

Ввиду того что при постоянном значении u_2, $H_{th\infty}$ зависит только от c_{2u}, то величину $H_{дин}$ и долю энергии $H_{p\infty} = H_{th\infty} - H_{дин}$ (подводимую в виде энергии давления) можно изобразить в зависимости от c_{2u} (Здесь H_{pst} равняется $H_{p\infty} + Z_I$ согласно уравнению (3. 20). На фиг. 101 внизу показано, что $H_{th\infty}$ согласно уравнению (3. 25a) изменяется по прямой JF, а $H_{дин}$ согласно уравнению (3. 57) по параболе JGF. Разность обеих ординат $H_{th\infty} - H_{дин} = H_{p\infty}$. Этот график объединен с построенной выше диаграммой скоростей таким образом, что абсциссы точек от A до E получены путем нормального их проектирования на ось c_{2u}. Отчетливо видно увеличение $H_{th\infty}$ и $H_{дин}$ с ростом значений β_2, следовательно, с увеличением наклона лопаток вперед, и относительное увеличение доли энергии давления $H_{p\infty}$ при загибании лопаток назад.

Степень реакции при бесконечно большом числе лопаток $r_\infty = H_{p\infty} = (1 - H_{дин})/H_{th\infty}$ составляет согласно уравнениям (3. 25a) и (3. 57):

$$r_\infty = 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{c_{2u}}{u_2}. \tag{3. 58}$$

Она изменяется по прямой ON. Для особых случаев, которые отмечены на диаграмме скоростей тремя точками A, C и E, степень реакции очевидно равняется 1, $^1/_2$ и 0. В точке E при очень тупом угле β_2 давление в колесе при принятых предположениях, не изменяется (степень реакции $r = 0$, насос активный), в то время как при выходном угле $\beta_2 = 90°$ давление в зазоре $H_{pot} = {}^1/_2 H_{th\infty}$, следовательно степень реакции $r = {}^1/_2$. Для конечного числа лопаток справедливо уравнение (3.56), на основании которого можно сделать выводы, аналогичные приведенным.

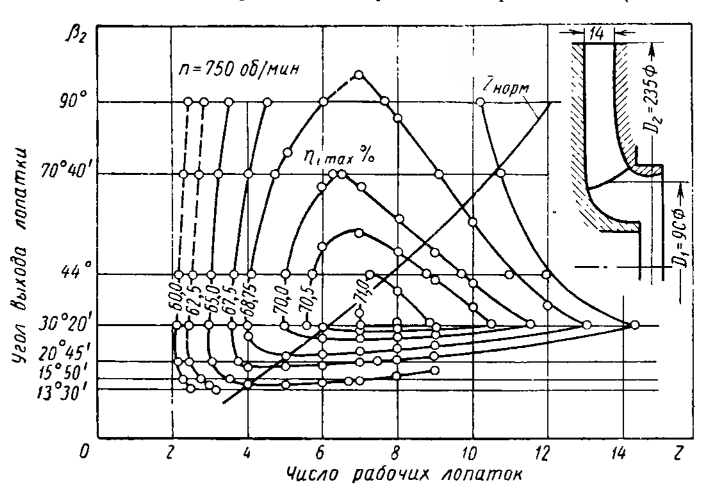
Обобщая можно сказать, что загнутые назад лопатки при одинаковом заданном напоре требуют большей окружной скорости, следовательно, при одинаковом числе оборотов требуется колесо большего диаметра и корпус бо́льших размеров, чем в случае загнутых вперед лопаток. Но они работают с несколько лучшим к. п. д. η_h вследствие более благоприятной формы канала и в особенности незначительного потребного преобразования скорости в давление в направляющем аппарате. Увеличение трения колеса о жидкость согласно уравнению (2. 87а) (раздела 15а), обусловленное большей окружной скоростью [1] и увеличенные потери через зазор вследствие повышения давления за колесом, как правило, не упраздняет преимущества колес с лопатками, загнутыми назад. Оба вида потерь, из которых особое значение имеет трение колес, отражаются однако в том, что общий к. п. д. достигает своего оптимального значения при определенном выходном угле β_2, который тем больше, чем меньше b_2/D_2, т. е. чем уже колесо. На фиг. 102 приведены опытные данные (взятые из диссертации Хансена) для водяного колеса с $b_2/D_2 = 0{,}06$ и с различными лопатками с углом β_2 между 13°30′ и 90°, но при одинаковом угле β_1 приблизительно 20°. Оптимальное значение к. п. д. соответствует выходному углу β_2 приблизительно 30°. На фиг. 103 воспроизведены результаты испытаний колеса воздуходувки [154], которые дали оптимальное значение к. п. д. при большем выходном угле β_2, а именно 42°, потому что b_2/D_2 равнялось только примерно половине значения, показанного на фиг. 102, а входной угол β_1 (как обычно применяется в машинах для подачи воздуха) больше почти в 2 раза. При этом окружная скорость u_2 была очень высокой (приблизительно 345 *м/сек*), т. е. имелось сильное повышение плотности к периферии, вследствие чего увеличивались соответственно потери в зазоре и трение в колесе. Следует еще принять во внимание, согласно изложенному в разделах 80 и 92, что загиб лопаток вперед способствует понижению устойчивости работы насоса.

У лопаточных насосов для жидкостей применяются только загнутые назад лопатки. При этом значение выходного угла лежит в пределах 14—50°, но обычно не превышает 30°. Умеренно загнутые назад лопатки с выходным углом, равным 40—60°, применяются для подачи воздуха при среднем и высоком давлении (при этом почти исключительно применяются колеса явно выраженной радиаль-

---

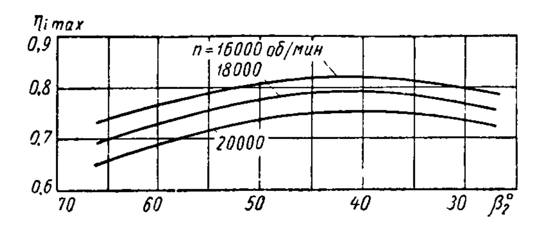
[1] И бо́льшим диаметром колеса. *Прим. ред.*

ной схемы и при отношении радиусов $\frac{r_2}{r_1}$ больше 2). Только у нагнетателей для наддува авиационных двигателей с их исключительно высокой окружной скоростью вынужденно применяют (по сообра-



Фиг. 102. Зависимость максимально достижимого к. п. д. от числа рабочих лопаток z и угла выхода лопатки β_2 для небольшого водяного насоса с лопаточным направляющим аппаратом (по данным Хансена).

жениям прочности) прямолинейные радиальные лопатки с выходным углом $\beta_2 = 90°$. В целом в машинах для подачи воздуха явно определилась тенденция применять по возможности большие выходные



Фиг. 103. Зависимость максимально достижимого к. п. д. от угла лопатки β_2 для быстроходного вентилятора без выходных направляющих лопаток со спиральным кожухом (по данным Клюге).

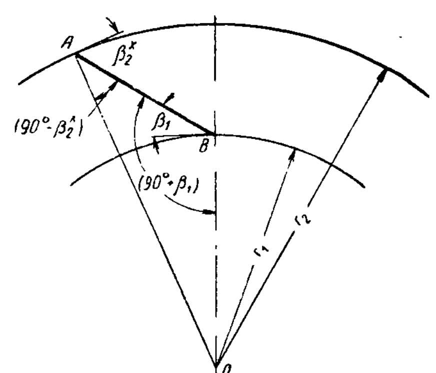
углы, чтобы тем самым сэкономить на весе и избежать необходимости применять высокие числа оборотов. Это особенно характерно для вентиляторов, где часто применяются лопатки с выходным углом даже больше 90°. Ухудшение к. п. д. играет здесь второстепенную роль, а измененная форма характеристики не оказывает влияния,

потому что преодолевать приходится только гидравлические сопротивления (см. конец раздела 89).

У осевых и радиальных лопаток с малой радиальной протяженностью вообще применяют изгиб лопаток вперед, потому что иначе лопатки не оказывают на поток никакого воздействия. Если придерживаться сделанным до сих пор предположениям ($c_0 = c_{2m}$ и отсутствие закрутки потока на входе в колесо) и пренебречь конечной толщиной лопаток, то выходной угол лопатки не оказывающей силового воздействия на поток, т. е. минимально допустимый угол β_2 вычисляется согласно фиг. 101

$$\operatorname{tg}\beta_{2\min} = \frac{c_{2m}}{u_2} = \frac{c_1}{u_2} =$$

$$= \frac{u_1 \operatorname{tg}\beta_1}{u_2} = \frac{r_1}{r_2}\operatorname{tg}\beta_1. \quad (3.\ 59)$$



Фиг. 104. Прямолинейная лопатка.

Можно видеть, что выходной угол β_2 по сравнению с входным углом β_1 может быть тем меньше, чем меньше отношение радиусов $\frac{r_1}{r_2}$. следовательно, чем больше радиальный размер лопатки. Обратно изогнутые лопатки, т. е. лопатки с выпуклостью, направленной против вращения[1], возможны только у радиальных колес с достаточным радиальным размером. У осевого колеса при $r_1 = r_2$ минимальный выходной угол равняется входному углу, следовательно, лопатка, невоздействующая на поток, оказывается прямолинейной. Поэтому работающая лопатка всегда должна быть изогнута по направлению вращения, т. е. вперед; то же самое справедливо для радиального колеса с короткой лопаткой, при отношении радиусов $\frac{r_1}{r_2}$ почти равном единице, что встречается у вентиляторов. У обычного радиального колеса прямая лопатка AB (фиг. 104) имеет выходной угол β_2^x, который зависит от входного угла β_1 согласно уравнению

$$\cos\beta_2^x = \frac{r_1}{r_2}\cos\beta_1, \quad (3.\ 60)$$

вытекающему из применения теоремы синусов к треугольнику OAB. Такие прямые лопатки длительное время широко применяли в турбокомпрессоростроении по производственным соображениям и они до настоящего времени еще не потеряли своего значения. Как можно видеть, выходной угол лопатки β_2 должен возрастать одновременно с увеличением входного угла β_1, если требуется определенная форма лопатки, например, умеренная обратная кривизна.

---

[1] С центром кривизны, расположенным с задней стороны лопатки. *Прим. ред.*

25. КОЭФФИЦИЕНТ ДАВЛЕНИЯ ψ
ОРИЕНТИРОВОЧНАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛНОГО ДАВЛЕНИЯ

Во многих случаях необходимо быстро получить представление, какая требуется окружиая скорость u_2 или диаметр колеса D_2 для получения заданного напора. Для этой цели можно ввести коэффициент полного давления $\psi = 2gH/u_2^2$, так что

$$H = \psi \frac{u_2^2}{2g}. \tag{3.61}$$

Очевидно ψ представляет не что иное как другую форму выражения для коэффициента скорости, обычно применяемого в турбостроении и равного $u/\sqrt{2gH}$; согласно уравнению (3. 61) этот коэффициент при $u \equiv u_2$ равняется $\sqrt{\frac{1}{\psi}}$. Выражение (3. 61) можно вывести непосредственно из основного уравнения, если все скорости изменяются пропорционально u_2, т. е. лопатки колеса[1] остаются одинаковыми, а к. п. д. η_h поддерживается постоянным. Коэффициент давления ψ представляет безразмерный параметр, характеризующий полное давление, развиваемое данным насосом. Если ввести $u_2 = \pi D_2 \frac{h}{60}$ и объединить численные значения в одну постоянную k, то получим

$$H = kn^2 D_2^2. \tag{3.62}$$

Согласно предыдущему разделу значения ψ и k в уравнениях (3. 61) и (3. 62) зависят от выходного угла лопатки β_2, а также от соотношения скоростей c_{2m}/u_2. При $\alpha_0 = 90^\circ$

$$gH_{th} = u_2 c_{3u} \text{ или } = g\frac{H}{\eta_h} = \frac{g}{\eta_h}\psi\frac{u_2^2}{2g}$$

и соответственно

$$\psi = 2\eta_h \frac{c_{3u}}{u_2} = \frac{2\eta_h}{1+p}\left(1 - \frac{c_{2m}}{u_2}\operatorname{ctg}\beta_2\right). \tag{3.63}$$

Степень реакции r падает с увеличением параметра ψ, а именно учитывая второе выражение уравнения (3. 55),

$$\psi = 4\eta_h(1 - r). \tag{3.64}$$

Для того чтобы параметр ψ выразить через величины, применяемые при расчете, напишем $c_{2n}/u_2 = c_{2m}/c_0 \cdot c_0/u_2$ или при $c_0 = \varepsilon\sqrt{2gH}$ (где ε означает коэффициент входной скорости, см. раздел 29) и, принимая во внимание уравнение (3. 61), имеем

$$\frac{c_{2m}}{u_2} = \frac{c_{2m}}{c_0} \frac{\varepsilon\sqrt{2gH}}{\frac{\sqrt{2gH}}{\sqrt{\psi}}} = \frac{c_{2m}}{c_0}\varepsilon\sqrt{\psi}.$$

[1] И режим работы насоса. *Прим. ред.*

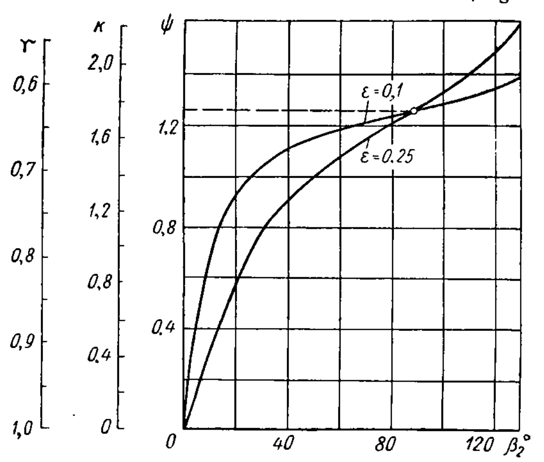
Если эту величину ввести в уравнение (3. 63), то получится квадратное уравнение относительно $\sqrt{\psi}$, из которого после простых вычислений следует

$$\sqrt{\psi} = \sqrt{A^2 + 2\frac{\eta_h}{1+p}} - A,$$

где

$$A \equiv \varepsilon \frac{\eta_h}{1+p}\left(\frac{c_{2m}}{c_0}\right) \operatorname{ctg} \beta_2.$$

На фиг. 105 даны зависимости значений ψ, κ и r от выходиого угла β_2 при постоянной величине параметра $\varepsilon = \frac{c_0}{\sqrt{2gH}}$; при этом



Фиг. 105. Степень реакции r, коэффициент давления ψ и постоянная k в уравнении (3. 62) при двух предельных значениях скоростного коэффициента $\varepsilon = c_0 \sqrt{2gH}$ в зависимости от угла β_2. Верхняя кривая относится к подаче воды, нижняя кривая —к подаче воздуха.

принято $c_{2m}/c_0 = 1$, $\eta_h = 0{,}85$, $p = 0{,}36$. У ниже рассматриваемых быстроходных колес, а также для радиальных лопаток с малым радиальным размером (см. раздел 49) p больше и соответственно ψ и k меньше. То же самое относится к иасосам без выходных направляющих лопаток. Возможные значения параметра ψ лежат между двумя построенными линиями, а имеино для обычных радиальных лопаток (тихоходных машин) для перемещения воды — ближе к верхней линии, газа — ближе к нижней линии, несмотря на то, что в последнем случае применяется большее число лопаток, чем это обычио применяется при подаче воды, в связи с чем коэффициент уменьшения мощности p снижается.

Следует иметь в виду также что η_h и соответственно параметр ψ растут с увеличением числа Рейнольдса (следовательно с увеличением числа оборотов или размеров машины). Приведенные значения ψ можно рассматривать, как средние значения.

ГЛАВА IV

ХАРАКТЕРИСТИКИ РАБОЧИХ КОЛЕС РАЗЛИЧНЫХ ФОРМ

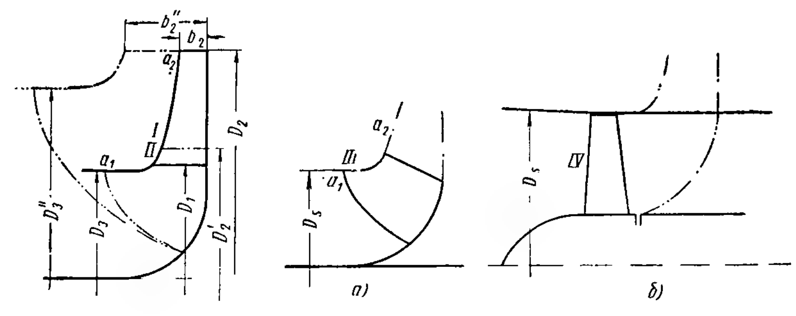
26. РАЗВИТИЕ ФОРМ КОЛЕС

Все приведенные выше рассуждения были сделаны на примере радиального колеса. Рассмотрим другие формы колес и определим границы их областей и применения. Основная форма радиального колеса показана на фиг. 106 сплошными линиями. Из этой формы можно вывести другие формы колес на основании следующих ниже рассуждений. При этом мы пренебрегаем большим влиянием угла лопатки β_2 на диаметр колеса или число оборотов, которое было установлено в предыдущем разделе, поскольку мы сохраним его значение постоянным. Точно также остается неизменным угол лопатки β_1 на входе. Тогда треугольники скоростей становятся подобными. Согласно основному уравнению все скорости, а следовательно также u_2 или nD_2 получаются при этом пропорциональными $\sqrt{H}$, в то время как диаметр всасывания D_s, ширина выхода b_2 будут меняться в зависимости от требуемого расхода V согласно условию непрерывности, а именно таким образом, что сечение потока растет пропорционально $\frac{V}{c}$ и следовательно, пропорционально $\frac{V}{\sqrt{H}}$.

Будем исходить сперва из определенного рабочего задания, т. е. из неизменных значений V и H и начнем изменять только число оборотов n. Тогда все скорости будут оставаться постоянными, в частности скорость c_s во всасывающем патрубке с диаметром D_s и скорость c_{2m}, а следовательно и все сечения, в частности входа в колесо. Если сохраняется также произведение nD_2, следовательно, диаметр D_2 обратно пропорционален n, то мы получим минимально возможное число оборотов для рассмотренного радиального колеса, когда отношение диаметра D_2/D_s увеличится до максимально возможного значения порядка 2 — 3. Эта форма колеса представляет наиболее тихоходиую конструкцию из всех известных. Будем считать исходной именно такую форму, которая на фиг. 106 показана сплошными линиями. При этом боковые стенки колеса соответствуют постоянной скорости c_m, следовательно $Db = \text{const}$.

Если теперь увеличивать число оборотов, то выходную кромку нужно перемещать внутрь, например, к уменьшенному диаметру D_2'.

Если сохранить постоянным диаметр входа, то, очевидно, лопатка должна расположиться между диаметрами D_1 и D_2', т. е. получилась бы форма, которая (как будет показано ниже в разделе 49) признана неудачной. Чтобы рабочая длина лопатки не была слишком короткой по сравнению с ее шириной, входная кромка должна быть выдвинута вперед в полость всасывания и при этом, очевидно, все более и более переходить к осевому обтеканию, причем поверхности лопатки приобретают двоякую кривизну. Тогда колесо принимает пунктирно обозначенную форму *II*, которая соответствует колесам



Фиг. 106. Связь между различными формами колес.

Фиг. 107. Формы колес:
а — быстроходное колесо; *б* — осевое колесо.

средней быстроходности. Если число оборотов продолжает повышаться, то выходную кромку, очевидно можно приблизить к оси только в том случае, если установить ее наклонно. Возникает, таким образом, форма *III* (фиг. 107, *а*) быстроходного колеса, причем вследствие наклонного положения становится меньше только среднее значение диаметра на выходе. При еще более наклонном положении выходной кромки получается предельная форма *IV*, показанная на фиг. 107, *б* в виде осевого колеса или пропеллера, у которого выходная кромка расположена почти радиально.

Названные четыре формы колеса можно было бы получить также, если сохранять число оборотов и напор постоянными и постепенно изменять только расход. Тогда оставался бы неизменным только наружный диаметр D_2, а значения D_s и b_2 должны были бы расти вместе с V. На фиг. 106 пунктирно показан контур колеса средней быстроходности с увеличенной шириной выхода b_2''; он во всех отношениях подобен форме *II* с диаметром D_2'. Если наконец мы сохраним постоянными n и V, то исходя из формы *I* можно было бы получить среднебыстроходные и быстроходные колеса путем уменьшения H, потому что стали бы меньше скорости c_s и c_{2m} (которые должны быть пропорциональны $\sqrt{H}$), т. е. левая стенка колеса должна быть смещена в сторону увеличения ширины колеса. Кроме того, стали бы меньше u_2 и тем самым также D_2.

Особенности четырех форм колес характеризуется следующим образом:

Форма I (Радиальное колесо)	Низкое чнсло оборотов или низкая всасывающая способность (производительность) или высокий иапор
Форма II (Колесо Френсиса)	Среднее число оборотов или средняя всасывающая способность (производительность) или средний напор
Форма III (Днагональное колесо)	Большое число оборотов или большая всасывающая способность (производительность) или малый напор
Форма IV (Осевое колесо или пропеллер)	Большое число оборотов или большая всасывающая способность (производительность) или минимальный напор

Напор можно увеличить выше предела, определяемого формой *I*, если установить последовательно несколько колес, т. е. перейти к многоступенчатой конструкции, для которой преимущественно используется эта форма *I*.

Наоборот, можно выйти за пределы производительности, обеспечиваемой колесом IV, если параллельно соединить несколько колес. Ввиду того что форма колеса IV пригодна только для малых напоров, в связи с опасностью возникновения кавитации или сверхзвуковых скоростей на входе в колесо и, кроме того, обычно желателен выход потока в радиальном направлении. Для таких насосов преимущественно используется форма колес *I* до *III*. Для подачи воздуха (газов) редко применяются формы *II* и *III*, потому что они мало пригодны для изготовления из прокатанного или кованого материала. Там, где они были бы на месте, т. е. в первую очередь для вентиляторов, применяются для уменьшения стоимости менее качественные конструкции, о которых будет сказано ниже в разделе 49, или осевые колеса, которые приспосабливаются к потребному режиму работы теми же путям, как и радиальные колеса. Благодаря применению многопоточной конструкции в первом случае и многоступенчатой конструкции во втором случае можно, естественно, перекрыть незаполненные области.

27. УДЕЛЬНОЕ ЧИСЛО ОБОРОТОВ (УДЕЛЬНАЯ БЫСТРОХОДНОСТЬ). ПРИМЕНЕНИЕ

Принимая во внимание разнообразие форм колес, возникает иеобходимость в простой их классификации. Для этого можно применить понятие удельного числа оборотов, исходя из первоначально рассмотренного выше случая изменения чисел оборотов при неизменных значениях расхода и напора, которые должны быть нормированы. Под удельным числом оборотов понимается число оборотов насоса, выполненного во всех частях геометрически подобно данному насосу, но который имеет такие размеры, что создает напор в 1 *м* при расходе 1 $м^3/сек$. Этот параметр будет выведен нами на основании следующих соображений. Допустим сперва, что размеры насоса остаются неиз-

менными и перейдем к напору $H_1 = 1$ *м* при сохранении одинаковых условий входа, например, при условии безударного входа, причем треугольники скоростей оставим подобными и тогда получим следующие новые характеристики рабочих режимов при предположении постоянства к. п. д. лопатки η_h:

относительное число оборотов

$$n_1 = n\frac{\sqrt{H_1}}{\sqrt{H}} = \frac{n}{\sqrt{H}}, \tag{4. 1}$$

относительный расход

$$V_1 = \frac{V\sqrt{H_1}}{\sqrt{H}} = \frac{V}{\sqrt{H}}, \tag{4. 1а}$$

и так как полезная мощность пропорциональна произведению напора и расхода,

относительная полезная мощность

$$N_{n1} = N_n\frac{H_1\sqrt{H_1}}{H\sqrt{H}} = \frac{N_n}{H\sqrt{H}}. \tag{4. 1б}$$

Переход к расходу V_1, равному 1 *м³/сек*, при условии сохранения напора $H_1 = 1$ *м*, и неизменности треугольников скоростей возможен только путем изменения всех размеров рабочего колеса. Расход, вследствие равенства скоростей, будет тогда пропорционален сечению, т. е. квадрату линейных размеров и, следовательно, например, диаметру. Число оборотов должно изменяться обратно пропорционально диаметру, чтобы оставалась постоянной окружная скорость. Новые параметры, снабженные индексом q, удовлетворяют, таким образом, уравнениям

$$V_1 : 1 = D^2 : D_q^2 = n_q^2 : n_1^2 \tag{4. 1в}$$

следовательно

$$n_q = n_1\sqrt{V_1} = \frac{n}{\sqrt{H}}\sqrt{\frac{V}{\sqrt{H}}}$$

или

$$n_q = n\frac{\sqrt{V}}{H^{3/4}}. \tag{4. 2}$$

До настоящего времени в Германии (в противоположность Англии и США) удельное число оборотов большей частью относится к 1 *л. с.* полезной мощности при напоре 1 *м*, а не к 1 *м³/сек* (см. 1-е и 2-е издание настоящей книги). Для этого случая получаются выражения, аналогичные приведенным выше, причем в уравнение (4. 1в) следует ввести N_{n1} вместо V_1 и параметр n_s вместо n_q

$$n_s = \frac{n\sqrt{N_n}}{H^{3/4}} \tag{4. 3}$$

или при $N_n = \frac{\gamma V H}{75}$

$$n_s = \sqrt{\frac{\gamma}{75}}\, n \frac{\sqrt{V}}{H^{3/4}} = \sqrt{\frac{\gamma}{75}}\, n_q. \qquad (4.\ 4)$$

Этот параметр, используемый до сих пор в Германии для центробежиых насосов для жидкостей (аналогично, для водяиых турбин) равняется $\sqrt{\gamma/75}$-кратному значению ранее выведенного параметра, следовательно, например, для воды при $\gamma = 1000$ *кг/м*³ в 3,65 раз больше n_q. Этот параметр имеет тот недостаток, что им учитывается удельный вес жидкости и следовательно он изменяется в зависимости от характера подаваемой жидкости; поэтому, например, для воды и газа получаются совершенно различные величины. Этот недостаток можно выправить тем, что коэффициент быстроходности во всех случаях определяется для одной и той же исходной жидкости, например для воды. Однако получаемые при этом зависимости, как показывает опыт, не подтверждаются при переходе от воды к воздуху или пару, не говоря уже о том, что коэффициент 3,65 является неудобным.

В рамках настоящей книги мы преимущественно будем применять уравнение (4. 2), одинаково пригодное для жидкости и газов; необходимо заметить при этом, что параметр n_s, используемый при рассмотрении воды как энергоносителя, получится из уравнения (4. 2) путем умножения на 3,65.

Если нужно получить параметр, который характеризовал бы форму колеса независимо от использования его для насоса или турбины, то, очевидно, необходимо отнести его к $H_{th} = 1$ *м* вместо $H = 1$ *м*; тогда в уравнении (4. 2) следовало бы заменить H на $H_{th} = \frac{H}{\eta_h}$ (у турбин на $H\eta_h$, поскольку там напор обозначается H). При этом следовало бы предположить, что на уменьшение мощности из-за шага лопатки, т. е. на коэффициент в уравнении (3. 40) раздела 21, а также на расход рабочей жидкости число Рейнольдса не оказывает заметного влияния.

Удельное число оборотов согласно приведенным выше выводам не зависит от масштаба выполнения соответствующей формы колеса или примененных значений n, V или H, потому что уменьшение напора до $H = 1$ *м* и расхода $V = 1$ *м*³/*сек* всегда приводит к одним и тем же размерам. В соответствии с выводами предыдущего раздела можно установить, что удельное число оборотов (удельная быстроходность) увеличивается с ростом n или V и уменьшаются с ростом H. Они характеризуют одновременно быстроходность, объемную производительность и обратное значение напорной способности; поэтому этот параметр можно называть и удельным числом оборотов, и удельной производительностью и обратной величиной напорной способности насоса.

Описанные в предыдущем разделе формы колес соответствуют следующим характерным областям быстроходностей.

Форма I (Радиальные колеса)	Для тихоходных машин $n_q = 11$ до 38 ($n_s =$ $= 40$ до 140)
Форма II (Колеса Френсиса)	Для средней быстроходности $n_q = 38$ до 82 ($n_s = 140$ до 300)
Форма III (Диагональные колеса)	Для быстроходных машин $n_q = 82$ до 164 ($n_s = 300$ до 600)
Форма IV (Осевые или пропеллерные колеса)	Для быстроходных машин $n_q = 100$ до 500 ($n_s = 365$ до 1800)

Можно применить одну и ту же форму колес соответствующей быстроходности для всех возможных заданий, т. е. получить любую пару значений V и H, если подобрать соответствующее данной быстроходности числа оборотов. Учитывая то, что приводимое допускаемое число оборотов колеблется в узких пределах, и кроме того, сами собой исключаются слишком большие конструкции или слишком узкие каналы, то фактически определенные пары значений V и H сочетаются также с определенным диапазоном удельного числа оборотов. При этом следует принять во внимание, что кавитация и возможность возникновения звуковых скоростей еще больше ограничивают свободу выбора.

Быстроходность лопаточных насосов непрерывно увеличивается, потому что создаются машины все большей производительности.

Удельное число оборотов принципиально относится только к одному колесу. Если оно относится к насосу с несколькими колесами, то согласно уравнению (4. 2), вследствие последовательного соединения i колес, этот параметр уменьшается в $\frac{1}{i^{3/4}}$ — раз, а при параллельном соединении j колес увеличивается в $\sqrt{j}$ — раз, т. е. сравнение всегда производится с насосом, имеющим только одно колесо. При этом теряется связь с формой колеса и, строго говоря, подобное распространение применения критерия быстроходности недопустимо.

Для перемещения газов, как уже сообщалось выше, редко применяются колеса с формой *II* и *III*; этим самым области применения форм *I* и *IV* соответственно расширяются, благодаря чему приходится применять формы с менее благоприятными свойствами, если не хотят переходить к широкому использованию параллельного или последовательного соединения колес.

а) **Влияние β_2, $\varepsilon = c_{0m}/\sqrt{2gH}$, c_{2m}/c_{0m} и числа лопаток.** Однозначную зависимость между формой колеса и удельным числом оборотов мы до сих пор получали благодаря тому, что сохраняли неизменными у всех форм колес β_2, ε, c_m, а также число лопаток z. Однако иногда сильное влияние этих параметров на форму колеса можно использовать с тем, чтобы расширить диапазон практически осуществимых (для данного типа колес) удельных чисел оборотов; поэтому целесообразно у тихоходной машины создавать больший выходной угол β_2, чем у быстроходной, и наименьший угол β_2 у пропеллерного насоса, особенно в тех случаях, где нет необходимости

отклоняться от этого правила, вызванной стремлением получить особо высокий к. п. д. или определенное протекание характеристики (например, у котельных питательных насосов). По тем же причинам необходимо увеличивать значение ε с ростом удельного числа оборотов (как это приближенно показано в разделе 29), поскольку входной угол лопатки β_1 у наружных линий тока можно изменять только в узком диапазоне; это справедливо и для скоростей c_{2m}/c_0, с тем ограничением однако, что здесь имеются ограниченные возможности выбора по конструктивным соображениям и для осевых колес используется то же значение отношения, равное 1, как и для тихоходных машин.

В разделах 30 и 31 выведены однозначные зависимости между параметром ε и числом лопаток z от формы колеса. Что же касается угла β_2, то для него не существует определенной зависимости от быстроходности, не говоря уже о том, что определяющие этот угол условия различны для жидкостей и газов, как уже сообщалось в разделе 26.

Необходимо принять во внимание, что зависимость лопаточного к. п. д. η_h от масштаба выполнения также влияет на однозначность зависимости формы колеса от n_q или n_s, аналогично изменению диаметра вала, который получается у одинаковых колес тем меньше, чем ниже число оборотов.

б) Безразмерное выражение удельного числа оборотов. Выражения для удельного числа оборотов в уравнении (4. 2) или (4. 4) имеет тот недостаток, что удельное число оборотов получается небезразмерным, поэтому для стран с различными системами измерения получаются различные значения для n_g или n_s, что неудобно для внешней торговли; но можно легко получить безразмерную форму, если принять

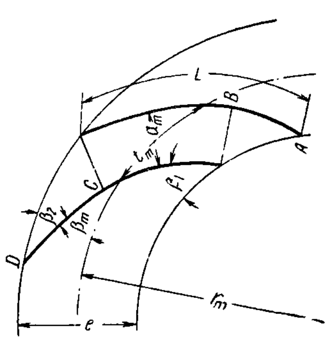
$$n_q' = n \frac{\sqrt{V}}{(gH)^{3/4}}, \qquad (4.\ 5)$$

причем, строго говоря, число оборотов относится тогда к секунде, а объем должен быть выражен в третьей степени единицы длины. Столб жидкости высотой gH дает очевидно в гравитационном поле с ускорением, равным 1, то же давление, что столб высотой H в поле земного тяготения. Под значением n_q' подразумевается, следовательно, число оборотов насоса, выполненного во всех частях подобно рассматриваемому, который создает секундный расход, равный 1, при напоре, равном 1, в поле с ускорением также равном 1. Следует стремиться всюду применять этот безразмерный параметр.

В метрической системе мер в уравнении (4. 5) $g = 9{,}81$ *м/сек* и отсюда, отнеся число оборотов к минуте, получаем

$$n_q' = 0{,}182 n \frac{\sqrt{V}}{H^{3/4}} = 0{,}182 n_q. \qquad (4.\ 5а)$$

Малое число лопаток связано с небольшой площадью трения и упрощает производство лопаток; но в то же время повышается давление на лопатку и тем самым разница скоростей на обеих сторонах лопатки, что обуславливает также двойное превращение скорости, неизбежно связанное с давлением на лопатки. Вследствие этого увеличиваются зоны отрыва и потери на отрыв. К этому следует добавить, что растущее давление на лопатки уменьшает также всасывающую способность насоса, т. е. усиливается опасность кавитации. Однако расчетом нельзя определить наиболее выгодного числа лопаток по этим условиям. Примем для наших рассуждений, что наиболее благоприятные условия создаются тогда, когда число лопаток по возможности уменьшено, но все же достаточно для обеспечения определенной направленности потока. Для этого требуется определенное отношение между длиной лопатки L и шириной a_m канала, т. е. исходя из фиг. 108 (эта фигура относится к лопатке одинарной кривизны), необходимо обеспечить определенное отношение $\frac{L}{a_m} = C$.



Фиг. 108.

Если индекс m относится к среднему элементу лопатки $L \approx \approx \frac{e}{\sin\beta_m}$, $a_m = t_m \sin\beta_m = \frac{2\pi r_m \sin\beta_m}{z}$, то после введения этих значений и после краткого преобразования получим

$$z = 2\pi C \frac{r_m}{e} \sin^2\beta_m. \qquad (4.6)$$

Это уравнение не учитывает, что когда наклон β_m уменьшается становятся очень длинными свободные концы лопаток AB и CD, которые находятся фактически вне канала и вероятно не должны быть полиостью учтены. Поэтому следует опасаться, что уравнение (4. 6) при сильно загнутых назад лопатках будет давать слишком малое число z. Можно избежать этой трудности, заменив квадрат синуса на первую степень, т. е. приняв

$$z = 2k \frac{r_m}{e} \sin\beta_m, \qquad (4.7)$$

причем в k включены все входящие в равенство постоянные величины [1]. Последнее уравнение можно непосредственно вывести исходя

[1] Однако согласно современной практике кажется сомнительным, что эта замена второй степени на первую целесообразна. Установлено, что приведенное уравнение остается справедливым и при постоянном значении k для лопаток с очень малыми углами, как это имеет место у осевых насосов только при первоначальной его форме.

из условия постоянной величины отношения e/a_m. Оно говорит лишь о том, что сумма длин лопаток $L = e/\sin\beta_m$ должна быть пропорциональна окружности среднего круга лопатки.

Для произвольной формы колеса величины в уравнении (4. 7) означают (см. фиг. 109): e и r_m — развернутая длина и радиус центра тяжести средней линии тока AB; β_m — средний угол лопатки (фиг. 108) по соответствующей линии тока, т. е. приближенно $^1/_2(\beta_1 + \beta_2)$.

Коэффициент k представляет эмпирическую величину, которая определяется на основании хорошо выполненных конструкций. Его значение тем меньше, чем больше толщина лопатки s_1 на входе по сравнению с e, потому что сужение лопатки на входе должно быть не слишком большим; его можно взять равным 6,5 для литых колес, так чтобы

$$z = 13\frac{r_m}{e}\sin\frac{\beta_1+\beta_2}{2}. \qquad (4.\ 7а)$$

Фиг. 109.

Для радиальных насосов

$$r_m = \frac{1}{2}(r_1 + r_2), \quad e = r_2 - r_1,$$

так что

$$z = 6{,}5\frac{r_2+r_1}{r_2-r_1}\sin\frac{\beta_2+\beta_1}{2} = 6{,}5\frac{D_2+D_1}{D_2-D_1}\sin\frac{\beta_2+\beta_1}{2}. \qquad (4.\ 8)$$

У турбокомпрессоров, где применяются тонкие (из листового материала) лопатки и стремятся всеми средствами повысить коэффициент давления, применяется значительно более высокое число лопаток, чем это определяется по уравнению (4. 8). Если устранение большого сужения на входе не удается сочетать с достаточной направленностью потока (что в особенности может встречаться в случае малого угла β_1 в сочетании с большими выходными углами β_2, следовательно при сильно расширяющихся каналах), то следует применить промежуточные лопатки, которые заменяют нормальные лопатки только на выходной стороне. Уравнения (4. 7), (4. 8) и (4. 9) применимы также для направляющих лопаток.

Для определения числа осевых лопаток возвращаются к уравнению (4. 6), причем в него вводится $c = 2{,}5$. Тогда можно написать

$$z = 5\pi\frac{r_m}{e}\sin^2\frac{\beta_1+\beta_2}{2} \qquad (4.\ 9)$$

или

$$\frac{t}{L} = \frac{2\pi r}{zL} = \frac{1}{2{,}5\sin\frac{\beta_1+\beta_2}{2}}. \qquad (4.\ 9а)$$

Осевые лопатки большой быстроходности, следовательно, лопатки осевых (пропеллерных) насосов и компрессоров (см. раздел 67) следует рассчитывать как несущее крыло. Вследствие этого вынужденно создаются широкие расстояния между лопатками.

29. КОЭФФИЦИЕНТ ВХОДНОЙ СКОРОСТИ

Первоначально необходимо показать, что от выбора определенного значения параметра ε зависит также величина относительного угла входа потока в колесо и тем самым входной угол лопатки β_1.

Рассмотрим условия в точке a_1 наружной линии тока a_1 a_2 (см. фиг. 106), примем, что кромка лопатки будет вытянута в осевом направлении, как это большей частью делается в наиболее совершенных конструкциях. При этом положим в основу общий случай, когда c_0 направлена с любым наклоном к окружности и диаграмма скоростей на фиг. 79 соответствует $u_1 = u_{1a} = \pi D_s n/60$. Тогда во всасывающем патрубке наблюдается вращение потока и тем самым в точке a_1 — окружная скорость c_{0u}, как это часто встречается у нагнетателей, особенно осевых. Для учета этой окружной скорости введем в рассмотрение величину относительного закручивания потока на входе

$$\delta_r = 1 - \frac{c_{0u}}{u_{1a}}, \tag{4. 10}$$

которая, очевидно, равняется 1 в распространенном случае чисто осевого притекания потока; тогда коэффициент входной скорости ε очевидно, будет равен

$$\varepsilon = \frac{c_{om}}{\sqrt{2gH}}. \tag{4. 11}$$

Диаметр D_s всасывающего патрубка связан с расходом V_2 уравнением неразрывности. Примем входное сечение равным $k\pi D_s^2/4$, причем k учитывает влияние сужения втулкой и равняется (диаметр втулки обозначается d_n):

$$k = 1 - \frac{d_n^2}{D_s^2}. \tag{4. 12}$$

Отсюда

$$V = k\frac{\pi D_s^2}{4} c_{om},$$

где

$$c_{0m} = (u_{1a} - c_{0u}) \operatorname{tg} \beta_{0a} = \delta_r u_{1a} \operatorname{tg} \beta_{0a} = \delta_r \frac{\pi D_s n}{60} \operatorname{tg} \beta_{0a}.$$

Следовательно

$$V = \frac{k\delta_r \pi^2}{240} D_s^3 n \operatorname{tg} \beta_{0a}, \tag{4. 13}$$

откуда

$$D_s = \sqrt[3]{\frac{240V}{\pi^2 k\delta_r n \operatorname{tg} \beta_{0a}}}. \tag{4. 14}$$

Для практического применения лучше уравнение (4. 14) написать в другой форме

$$\frac{D_s}{2} = r_s = \sqrt{\frac{V}{\pi k\delta_r \omega \operatorname{tg} \beta_0 a}} \tag{4. 14a}$$

Принимая во внимание уравнение (4. 13), имеем

$$\varepsilon = \frac{c_{0m}}{\sqrt{2gH}} = \frac{\delta_r \pi D_s n}{60 \sqrt{2gH}} \operatorname{tg} \beta_{0a},$$

а после введения значения D_s из уравнения (4.14) и небольшого преобразования получим

$$\varepsilon = \frac{\pi}{60 \sqrt{2g}} \delta_r \operatorname{tg} \beta_{0a} \sqrt[3]{\frac{240}{\pi^2 k \delta_r \operatorname{tg} \beta_{0a}} \cdot \frac{n^2 V}{H^{3/2}}}.$$

Здесь $\frac{n^2 V}{H^{3/2}} = n_q^2$. Если числовые значения объединить со значением земного ускорения ($g = 9,81$ *м/сек*²), то получится

$$\varepsilon = 0,0341 \left(\frac{\delta_r n_q}{\sqrt{k}} \operatorname{tg} \beta_{0a} \right)^{\frac{2}{3}}. \qquad (4.\ 15)$$

Это представляет общее выражение для коэффициента входной скорости при отсутствии вращения потока на входе, т. е. при $\delta_r = 1$. Как можно видеть, зная ε, можно также установить входной угол β_{0a} лопатки. Кроме того, следует, что коэффициент ε должен возрастать с увеличением быстроходности, если требуется сохранить определенное значение угла β_{0a}.

Но последнее действительно имеет место (как будет показано в разделах 37 и 43), причем независимо от величины δ_r, т. е. наличия или отсутствия вращения потока на входе в колесо (в случае перемещения воздуха).

Следовало бы в сущности выбрать этот входной угол β_{0a} при расчете колеса и вычислить D_s из уравнения (4. 14), что было бы наглядным как и выбор коэффициента входной скорости ε и имеет то преимущество, что этот заранее выбранный угол не зависит от формы колеса и следовательно, обладает определенным оптимальным значением. Для начинающих изучать эту область предпочтительнее, однако, исходить из абсолютной входной скорости c_0 или c_{0m}, т. е. из величины ε. Рассмотрим подробнее эту величину.

Оптимальные значения входного угла β_{0a} могут быть обусловлены кавитацией в случае перемещения воды (максимально возможная высота всасывания) или приближением к скорости звука (число Маха) для воздуха. В разделе 37 будет показано, что оптимальная всасывающая способность соответствует примерно входному углу $\beta_{0a} = 18°$. Учитывая влияние числа M (влияние сжимаемости, согласно разделу 43), для воздуха входной угол β_{0a} должен лежать между 32 и 35°, т. е. примерно в 2 раза больше. Как для воды, так и для воздуха следует еще принять во внимание необходимость уменьшения потерь на трение, что также требует увеличения угла входа, как и опасность «запирания» течения при приближении к скорости звука; поэтому не приходится сомневаться в целесообразности увеличения входного угла β_{0a} в случае воздуха; тем более, что согласно уравнению (4. 14) вследствие этого уменьшаются

размеры колеса. В то же время у осевых машин следует обратить внимание на необходимость использования выходной скорости, которая увеличивается с увеличением ε.

При расчете гидромашин преимущественно необходимо обращать внимание на всасывающую способность, так что, как правило, входные углы β_{0a} выполняются малыми. Однако здесь также следует учесть преимущество больших углов входа, положительно влияющих на к. п. д. и размеры колеса в тех случаях, когда кавитация не играет роли (например, в последних ступенях многоступенчатых насосов).

Необходимо особо указать на то, что изложенное касается только угла входа потока β_{0a}, а не входного угла лопатки β_1. Последний большей частью должен быть больше, чем β_0, потому что влияние сужения входа и толщины лопатки превышает влияние отклонения потока на входе. Если принять очень широкие пределы для $\beta_{0a} = 14 \div 36°$, то согласно уравнению (4. 15) будем иметь

$$\varepsilon = (1,25 \div 2,52)\cdot 10^{-2}\left(\frac{\delta_r a_q}{\sqrt{k}}\right)^{\frac{2}{3}}. \qquad (4.\ 16)$$

Рекомендуется при практических расчетах непосредственно применять уравнение (4.15). Это в особенности необходимо при расчете осевых колес, потому что у них сужение входного сечения втулкой (коэффициент k), а также относительная величина закручивания потока на входе δ_r колеблются в широких пределах. Большей частью для радиальных колес $\delta_r = 1$; кроме того, здесь можно k в среднем приравнять 0,8. Уравнение (4.16) при этих двух значениях дает

$$\varepsilon = (1,35 \div 2,71)\cdot 10^{-2} n_q^{2/3} \qquad (4.\ 17)$$

или в другом виде

$$\varepsilon = 0,29 \div 0,58\left(\frac{n_q}{100}\right)^{\frac{2}{3}}. \qquad (4.\ 17а)$$

Выведенные до сих пор зависимости применимы ко всем колесам с входной кромкой, вытянутой по направлению входа, крайняя точка которой a_1 лежит приблизительно на цилиндрической части всасывающего патрубка. Такая форма лопаток безусловно применяется у радиальных колес только при удельном числе оборотов выше $n_q \approx 45$ ($n_s = 164$). Ниже этого предела кромка лопатки часто смещается в радиальную часть сечения колеса, т. е. выше криволинейного участка входа, чтобы возможно было осуществить лопатку с одинарной кривизной. В связи с этим увеличивается диаметр D_1, а вместе с ним уменьшается угол β_0. Следовательно, необходимо показатель степени в уравнении (4. 17) по сравнению с приведенным выше значением $^2/_3$ (одновременно с уменьшением удельного числа оборотов n_q) уменьшить тем больше, чем ближе входная кромка лопатки к параллельному положению относительно оси. Обычно

выбирают нулевую степень в уравнении (4. 17) для всей области тихоходных машин и соответственно принимают

$$\varepsilon = (0{,}1 \div 0{,}3). \tag{4. 18}$$

Во всех приведенных уравнениях от (4. 16) до (4. 18), как было сказано раньше, нижние пределы числовых значений относятся к водяным машинам, верхние к воздушным.

Из уравнения (4. 17) получается величина входной скорости $c_{0m} = \alpha\sqrt{2g}\,(n^2V)^{1/3}$, где α соответствует числовому коэффициенту указанного уравнения. Это выражение показывает, что c_{0m} не зависит непосредственно от H, как и следовало ожидать, судя по характеру выражения для ε. Несмотря на это введение в рассмотрение величины коэффициента ε вполне оправдано, так как благодаря этому создается связь с удельным числом оборотов, скорость входа c_s действительно растет пропорционально квадратному корню из H у колес одинаковой формы (т. е. $\sqrt{H}$).

30. К. П. Д. И БЫСТРОХОДНОСТЬ. ПРЕДЕЛЫ ПРИМЕНИМОСТИ ЛОПАТОЧНЫХ НАСОСОВ

При рассмотрении форм колес в разделе 26 было показано что увеличение быстроходности связано с уменьшением диаметра колеса, следовательно, также площади трения внутри и вне колеса. Скорость в каналах остается в среднем приблизительно одинаковой, следовательно, можно ожидать, что потери в лопатках будут снижаться с увеличением быстроходности; то же самое относится к трению колеса и к потерям в зазоре, что подтверждает следующее рассуждение.

Выражение для мощности трения колеса в лошадиных силах согласно уравнению (2. 87а) раздела 15

$$N_r = \mathrm{const}\, u_2^2 D_2^2 \gamma,$$

используя коэффициент давления ψ, т. е. с помощью уравнения

$$u_2 = \sqrt{\frac{2gH}{\psi}},$$

где ψ можно считать постоянным при одинаковых условиях выхода, т. е. при равных углах β_2 и отношениях скоростей c_{2m}/u_2; это выражение для мощности трения колеса в лошадиных силах можно написать в виде

$$N_r = k_1 H^{3/2} D_2^2 \gamma, \tag{4. 19}$$

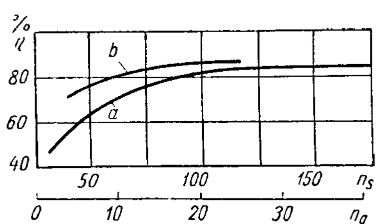
где $k_1 \equiv \mathrm{const}\ (2g/\psi)^{3/2}$.

Следовательно, трение колес при данном напоре H растет пропорционально квадрату диаметра колеса или пропорционально площади колеса. Таким образом, необходимо стремиться делать по возможности меньший диаметр, т. е. применять наиболее высо-

кое число оборотов. Вследствие этого быстроходные колеса имеют меньшее трение, чем тихоходные.

Аналогичное положение имеем с потерями в зазоре. Во всяком случае можно установить, что энергия потерь в зазоре уменьшается с ростом удельного числа оборотов n_q относительно полезной мощности, потому что сечение зазора уменьшается, хотя и незначительно. Это уменьшение связано с тем, что входная скорость c_s становится тем больше, чем выше удельное число оборотов, как это подтверждает уравнение (4. 17) для ε.

Отсюда следует ожидать, что к. п. д. насоса улучшается с увеличением удельного числа оборотов. Это подтверждается полностью на практике. На фиг. 110 приведены достигнутые к. п. д. [155], [156] одноступенчатых насосов серийного производства для малой и средней производительности. Причем необходимо обратить внимание на то, что при одинаковом удельном числе оборотов к. п. д. зависит еще от числа Рейнольдса (т. е. от размеров насосов и числа оборотов), кроме того, от качества конструкции (выбор выходного угла β_2, одинарная или двоякая кривизна лопаток, конструкция направляющего аппарата) и наконец от качества выполнения (гладкость стенок, выполнение зазоров).



Фиг. 110. Увеличение к. п. д. с быстроходностью по данным Кризама:

а — насосы без выходного направляющего аппарата со спиральным кожухом; *б* — насосы с выходным направляющим аппаратом и спиральным кожухом.

Можно привести нижний предел удельного числа оборотов, ниже которого к. п. д. лопаточных насосов становится экономически неприемлемым. При этом получаются очень узкие колеса. Если этот предел принять равным $n_q = 10$ ($n_s = 36{,}5$), то отсюда следует условие применимости лопаточных насосов

$$\frac{n\sqrt{V}}{H^{3/4}} \geqslant 10 \qquad (4.\,20)$$

или

$$V \geqslant 100\frac{H^{3/2}}{n^2} \qquad (4.\,20а)$$

или

$$H \leqslant 0{,}0464 n^{4/3} V^{2/3}. \qquad (4.\,21)$$

В сочетании с предписанным числом оборотов (которое должно быть тогда возможно большим) не применимы малые расходы или большая высота напора для лопаточных насосов. Особенно неблагоприятные соотношения создаются, естественно, тогда, когда эти оба условия совпадают одновременно, т. е. необходимо подавать небольшие расходы на большую высоту. Если в приведенные выше

уравнения ввести наибольшее число оборотов трехфазного мотора при 50 *гц*, т. е. $n = 3000$ об/мин., то получим следующие предельные значения

$$V_{min} = 11{,}1 \cdot 10^{-6} H^{3/2}; \qquad (4.22)$$

$$H_{max} = 0{,}2 \cdot 10^{4} V^{2/3}. \qquad (4.23)$$

Например, из уравнения (4. 22) при $H = 30$ *м* получим $V_{min} = 1{,}82 \cdot 10^{-3}$ *м*³/*сек* = 1,82 *л/сек* или из уравнения (4. 23) при $V = 1$ *л/сек* = 0,001 *м*³/*сек* имеем $H_{max} = 20$ *м*.

У воздушных машин коэффициент входной скорости ε больше, чем у водяных машин; но его влияние компенсируется также увеличенным углом β_2, так что приведенный выше предел по крайней мере должен сохранить свое значение. У радиальных турбокомпрессоров, которые на первой ступени должны создавать напор порядка 3000 *м* (чтобы избежать слишком большого числа ступеней), согласно уравнению (4. 20а) получаем минимально допустимый объемный расход (на всасывании)

$$V_{min} = 16{,}5 \cdot 10^{6}/n^{2}. \qquad (4.24)$$

Например, при $n = 3000$ об/мин имеем $V_{min} = 1{,}83$ *м*³/*сек* = 6600 *м*³/*час*.

Следует обратить внимание на то, что при большой мощности нижний предел к. п. д. и, следовательно, наименьшие допустимые значения быстроходности, должны быть повышены.

Если требуется меньший расход или большая высота напора по сравнению со значениями, соответствующими приемлемому n_q при заданном числе оборотов, т. е. приемлемому к. п. д., то следует использовать многоступенчатую конструкцию, у которой колеса при одинаковом числе оборотов обладают более высокой быстроходностью, а следовательно, также лучшим к. п. д., чем у одноступенчатой машины с одинаковой мощностью и числом оборотов. Чем меньше V, тем меньше максимальная допустимая высота напора на ступень при заданном числе оборотов (согласно уравнению 4. 21) и тем больше должно быть число ступеней. При уменьшении расхода ниже определенного значения в сочетании с заданным числом оборотов невозможно решить задачу даже с помощью многоступенчатой конструкции. В этом случае необходимо лопаточную машину заменить поршневой (объемной).

Благоприятное влияние высокой быстроходности на к. п. д. отчасти снижается из-за того, что к. п. д. у насосов этого типа быстро снижается при частичной нагрузке, вследствие повышенного влияния закрутки на входе и образования вторичных потоков. Не следует упускать из вида также ухудшение всасывающей способности при подаче воды или большего приближения к скорости звука в случае воздуха.

31. ОЦЕНКА МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ И МНОГОПОТОЧНЫХ КОНСТРУКЦИЙ

Выше было показано, что переход к многоступенчатой конструкции необходим тогда, когда одноступенчатый насос с данным числом оборотов будет работать на крутопадающем участке кривой

(η, n_q), потому что при одинаковом числе оборотов быстроходность отдельного колеса насоса с i ступенями повышается в $i^{3/4}$ раз.

Возникает вопрос, можно ли сохранить преимущество многоступенчатой конструкции тогда, когда имеется полная свобода выбора числа оборотов как в сторону их повышения, так и понижения, так что в обоих случаях достигается оптимальное значение быстроходности. Это условие очень редко осуществляется, но его необходимо рассмотреть для полноты картины. Кроме того, пренебрежем влиянием изменения плотности транспортируемой среды.

Если первоначально принять, что диаметры колес одноступенчатой и многоступенчатой конструкции одинаковы, то на потери в зазоре и на трение колеса будут оказывать влияние следующие факторы: вследствие распределения напора по отдельным ступеням перепады давления в зазоре отдельных колес будут уменьшены в i раз и соответственно потери в зазорах — в $\sqrt{i}$ раз в случае сохранения постоянного их сечения (поскольку сопоставить нужно не сумму потерь отдельных ступеней с расходом, а потери одной ступени). В действительности к потерям через зазоры отдельных ступеней добавляются потери через устройства для осевого уравновешивания ротора, что существенно снижает описанное выше преимущество.

Для трения в i колесах многоступенчатого насоса получим выражение (4. 25), если индекс I и i отнести к одноступенчатому или i-ступенчатому насосам, согласно уравнению (4.19)

$$N_{ri} = ik_i \left(\frac{H}{i}\right)^{\frac{3}{2}} D_2^2\gamma = \frac{k_1}{\sqrt{i}} H^{3/2} D_2^2\gamma = \frac{N_{r\mathrm{I}}}{\sqrt{i}}. \tag{4. 25}$$

Таким образом, суммарные потери трения колес снижаются в $\sqrt{i}$ раз, несмотря на увеличенное число колес.

Предположение об одинаковом диаметре колеса у одноступенчатого и многоступенчатого насосов при одинаковом расходе V, однако, не оправдано. Большей частью диаметр D_2 у многоступенчатого насоса, против ожидания, больше, чем у одноступенчатого, если отношение диаметров D_2/D_s сохраняется, потому что уменьшение высоты напора ступеней приводит к уменьшенным скоростям и тем самым к большим проходным сечениям.

Для простоты учтем это обстоятельство тем, что предпишем геометрически подобную форму колесам, следовательно, выберем одинаковые удельные числа оборотов n_q для одноступенчатой и многоступенчатой конструкции. Это согласно уравнению (4. 2) возможно тогда, когда число оборотов одноступенчатого насоса повышается в $i^{3/4}$ раз относительно многоступенчатого, а размеры его колеса уменьшаются в $i^{1/4}$ раз. В этом случае характеристики многоступенчатого насоса ухудшаются по сравнению с одноступенчатым, поскольку вследствие геометрического подобия все внутренние потери на ступени, т. е. потери на трение дисков, потери в зазоре, потери в лопатках, за исключением только потерь на выходе, зави-

сят от числа Рейнольдса. Все потери энергии на 1 *кг/сек* расхода на одно колесо составляют $h_v = \frac{ku^2}{2g}$; при этом k представляет постоянную, которая уменьшается с увеличением числа Рейнольдса, u — какая-либо характерная скорость, например, окружная скорость. Ввиду того, что $u_I^2 = iu_i^2$, а общие потери i колес равняются

$$h_{vi} = ik_i \frac{u_i^2}{2g} = k_i \frac{u_I^2}{2g}, \qquad (4.26)$$

названные потери относятся друг к другу просто как $k_I : k_i$. Но k_I меньше чем k_i, потому что число Рейнольдса колеса одноступенчатого насоса выше, несмотря на меньший диаметр, чем у многоступенчатого насоса, а именно

$$\frac{\mathrm{Re}_I}{\mathrm{Re}_i} = \frac{u_I D_I}{u_i D_i} = \frac{\sqrt{i}\, u_i D_i / i^{1/4}}{u_i D_i} = i^{1/4}. \qquad (4.26а)$$

Кроме того, у многоступенчатых насосов следует еще добавить потери при переходе от ступени к ступени, которые играют значительную роль у радиальных колес. Если пренебречь потерями на выходе, то можно результат обобщить следующим образом: при оптимальном выборе числа оборотов и пренебрегая изменениями плотности транспортируемой среды, к. п. д. у многоступенчатых насосов хуже, чем у одноступенчатого. При этом мы предполагали полное геометрическое подобие, следовательно, при малом колесе одноступенчатой машины меньшую шероховатость поверхности и меньшие зазоры, что не всегда возможно осуществить в производстве.

Кроме того, только в редких случаях допустимо пренебрегать потерями на выходе. Поскольку выходная энергия при многоступенчатых конструкциях составляет только i-ую часть по сравнению с одноступенчатыми, то совершенно изменяется полученное выше соотношение во всех тех случаях, где использование кинетической энергии выходной скорости существенно, но осуществляется недостаточно полноценно. У насосов и компрессоров диффузор работает с потерями. В осевых машинах это обстоятельство играет настолько большую роль, что к. п. д. у них, как правило, растет с количеством ступеней. У радиальных конструкций, однако, потери в переходах между ступенями настолько значительны, что окончательное решение для них еще находится под вопросом. Можно видеть, что создание хорошего диффузора на выходе может приобрести решающее значение не только у всасывающей трубы турбины Френсиса и Каплана, но также у многоступенчатых лопаточных машин, и потери в диффузоре могут вынудить применять умеренные коэффициенты расхода ε или φ.

Многоступенчатость применяется тогда, когда предписывается определенное низкое значение числа оборотов (потому что слишком низка обусловленная этим быстроходность) или не удается в одно-

ступенчатой схеме избежать недопустимого снижения высоты всасывания или слишком высоких (сверхзвуковых) скоростей сжимаемого газа. У компрессоров высокого давления одноступенчатая конструкция большей частью приводит к высоким числам оборотов и заставляет глубоко внедряться в сверхзвуковую область со свойственными ей повышенными потерями. При этом играют также известную роль вопросы, связанные с применением теплообменника (охлаждающие поверхности у компрессора).

В общем необходимо учитывать, что к. п. д. отдельной ступени (согласно разделу 30) становится тем лучше, чем больше ее быстроходность, следовательно, рекомендуется каждую ступень выполнять с возможно более высокой всасывающей способностью, по возможности с высоким отношением $\frac{b}{D}$. При этом, с другой стороны, следует ограничивать число ступеней.

Многопоточная конструкция при сделанном предположении о подобии рабочих колес всегда менее выгодна, чем однопоточная с точки зрения достижимых к. п. д., потому что число Рейнольдса в ней снижается. Но, если возможно применение только тихоходных колес при заданном числе оборотов (питательные насосы, доменные воздуходувки), то следует разделить чрезмерно большой расход; может оказаться необходимым, кроме того, разделить высоту напора с целью понизить опасность кавитации и окружную скорость.

32. ЗАКОНЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ. ФОРМУЛЫ ПЕРЕСЧЕТА

При конструировании новых машин большой мощности для уменьшения риска сперва изготовляют и испытывают опытную модель в небольшом масштабе, но в точном геометрическом подобии натуре, и при одинаковом удельном числе оборотов. При этом необходимо результаты испытания модели перенести на натурную конструкцию. Кроме того, вообще в ряде случаев возникает необходимость перенести результаты испытаний, проведенных на одной машине, на другие, бо́льших или меньших размеров или на машины для других жидкостей.

Кроме полного геометрического подобия (которое следует распространить также на шероховатость поверхности и на ширину зазоров, что особенно трудно осуществить), для осуществления полного подобия потоков, т. е. полного совпадения коэффициентов потерь, необходимо выполнить следующие условия: равенство чисел Рейнольдса $\mathrm{Re} = \frac{cd}{v}$; кроме того, одинаковые условия с точки зрения близости к кавитационному режиму при подаче воды и одинаковое число Маха при сжатии газов (без охлаждения) или одинаковый звуковой коэффициент быстроходности S (см. раздел 43) и показатель адиабаты $\chi = \frac{c_p}{c_v}$ (подробнее этот вопрос изложен в разделах 43 и 117)

Степень приближения к кавитационному режиму играет роль только при работе насосов вблизи допустимой высоты всасывания. При сжатии газов необходимо учитывать равенство чисел Маха только при больших скоростях, т. е. выше 10 *м/сек*. Аналогично равенство показателя адиабаты χ имеет значение только в области существенного влияния числа Маха. Равенство показателя адиабаты всегда выполняется у газов с одинаковым атомным числом. Следовательно во многих случаях достаточно выдерживать равенство чисел Рейнольдса. Таким образом, если учесть все вышесказанное, то не только будут совпадать к. п. д , но также другие особенности поведения машин (модели и натуры) будут одинаковыми при частичной нагрузке или перегрузке.

При определении числа Рейнольдса cd/v целесообразно принять за d диаметр колеса D_2, который в дальнейшем для краткости будет обозначаться D (без индекса), а вместо c — окружную скорость u_2, что допустимо вследствие требуемого подобия треугольников скоростей; таким образом, для определения числа Рейнольдса Re можно использовать выражения u_2D/ν или nD^2/ν или $\sqrt{H}D/\nu$, согласно уравнению (3. 61) раздела 25. Для практического использования при этом неважно, что оба последних выражения не являются безразмерными. Допустимо также введение в рассмотренные величины $\mathrm{Re} = V/D\nu$, поскольку расход V пропорционален cD^2. Эта форма выражения для числа Рейнольдса имеет то преимущество, что она изменяется с формой колеса, а именно, пропорционально n_q^2, когда сохраняются постоянными другие числа Рейнольдса. Это может оказаться существенным тогда, когда рассматриваются различные модели, т. е. машины с различным n_q, что может быть необходимо для получения общих зависимостей и, следовательно, нет геометрического подобия При этом необходимо взвесить, не лучше ли за D принять в этих случаях диаметр всасывающего патрубка, поскольку он характеризует ширину канала (Степанов [157] предложил в этом случае для D значение $\sqrt{\frac{1}{2}(D_2^2 + D_s^2)}$).

Равенство чисел Рейнольдса у основной конструкции и у модели вынуждало бы, очевидно, применять чересчур высокие, практически не осуществимые числа оборотов для малой модели, когда оставалась неизменной кинематическая вязкость жидкости. В случае воды из положения можно выйти повышением ее температуры при циркуляции по замкнутому контуру. Другой эффективный выход можно найти в применении жидкости с малой кинематической вязкостью ν. Во многих случаях даже переходят [158], [159] к другому агрегатному состоянию, например, от воды к воздуху, хотя при атмосферном давлении воздух имеет значительно более высокую вязкость ν, чем вода, которая уменьшается обратно пропорционально давлению. Естественно, при этом переходе нельзя допускать высоких чисел Маха. Но практически опасность появления последних в потоке не имеет места, потому что при подаче капельных жидкостей обычно применяемые скорости сравни-

тельно низкие; например, при высоте напора 500 *м* необходимо отношение давлений для воздуха только 1,06, а отношение объемов 1 : 1,044.

Эта возможность искусственными приемами обеспечивать потребные значения числа Re используются также для газов, причем газ в модели машины циркулирует под сильно повышенным давлением, благодаря чему n в выражении $\mathrm{Re}=nD^2/\nu$ приобретает приемлемое значение. При этом следует учитывать трудности, связанные с тем, что потребные мощности растут пропорционально удельному весу.

а) **Пересчет к. п. д.** Часто невозможно осуществить равенство чисел Рейнольдса, не говоря уже о невозможности обеспечить геометрическое подобие шероховатости поверхностей. Отсюда возникает необходимость в формулах пересчета к. п. д. [160].

Вывести для этой цели какие-либо общие зависимости, применимые для всех случаев, нельзя. Приближенные зависимости могут быть определены исходя из допущения, что коэффициент потерь $1-\eta_i$ в соответствии с законом Блазиуса пропорционален $\mathrm{Re}^{-\alpha}$. Тогда

$$\frac{1-\eta_i}{1-\eta_{iv}}=\left(\frac{\mathrm{Re}_v}{\mathrm{Re}}\right)^{\alpha}, \tag{4. 27}$$

причем индекс v относится к модели, на основании испытаний которой определяется к. п. д. η_i натуры Показатель степени α можно определить экспериментально на основании испытаний одного и того же насоса с различным числом оборотов, причем изменение относительной шероховатости, таким образом, исключается; в среднем этот показатель равен 0,1. Что показатель степени α значительно меньше, чем приведенный в уравнении (2.37) раздела 13 п. а (по закону Блазиуса) показатель 0,25, можно объяснить тем, что сопротивление формы у насосов так же существенно, как и сопротивление трения и что поверхности трения в данном случае не гладкие, а более или менее шероховатые [1].

---

[1] Другая зависимость, данная Аккеретом (см. работу Мюлемана [161] и Хуттона [162], имеет вид

$$\frac{1-\eta_i}{1-\eta_{iv}}=\frac{1}{2}+\frac{1}{2}\left(\frac{\mathrm{Re}_v}{\mathrm{Re}}\right)^{0,2}, \tag{4. 27a}$$

где учитывается (первым членом) сопротивление формы и (вторым членом) сопротивление трения; можно легко математически показать, что это выражение практически дает те же результаты, как и чисто степенная форма уравнения (4. 27) при $\alpha=0,1$. Можно даже общую форму зависимости $y=a+b\left(\frac{\mathrm{Re}_v}{\mathrm{Re}}\right)^{x}$ (оба значения потерь разделены в отношении a к b) заменить на $y=\left(\frac{\mathrm{Re}_v}{\mathrm{Re}}\right)^{xb}$, поскольку $a+b=1$ и x — малая величина. Равноценность обоих выражений видна тотчас же, если степени развернуть в бесконечный ряд по x или xb и ограничиться двумя членами ряда. При этом ошибка не больше $[\ln(\mathrm{Re}_v/\mathrm{Re})^2\ [(b-b^2)2]\,x^2$ поскольку отношение чисел Рейнольдса меньше единицы. Показатель степени α в уравнении (4. 27) изменяется линейно в зависимости от отношения сопротивления трения к сопротивлению формы и поэтому нет причин для перехода к аддитивной форме уравнения (4. 27а) тем более, что она менее удобна в практическом приложении.

В обоих случаях показатель степени является величиной, близкой к нулю. Поскольку, однако, речь идет не о грубой шероховатости поверхности, покрытой песком, а о технической шероховатости (раздел 43, п. а), все же нельзя показатель степени приравнивать нулю. Следует предположить, что с ростом числа Рейнольдса уменьшается показатель степени α [163] и [164]. Мы будем применять средние значения, имея при этом в виду, что у осевых машин [166], [167] значения показателя степени α больше.

Геометрическое подобие, предполагаемое в уравнении (4. 27), не может быть осуществлено в части шероховатости поверхности и зазоров. Это обстоятельство играет особую роль у машин малой мощности, где применяются узкие каналы, выполненные в литье. Мы учитываем это тем, что к. п. д. η_{iv}, измеренный на модели, сперва пересчитывается на относительную шероховатость основной конструкции, прежде чем мы его вводим в приведенное выше уравнение. Это осуществляется тем, что мы вместо η_{iv} принимаем $\varphi'\eta_{iv}$; при этом коэффициент φ' является, очевидно, только функцией масштаба, диаметра D или D_v, а не числа Рейнольдса.

Тогда имеем

$$\frac{1-\eta_i}{1-\varphi'\eta_{iv}} = \left(\frac{\mathrm{Re}_v}{\mathrm{Re}}\right)^{\alpha}. \qquad (4.\ 28)$$

Функцию φ' можно также определить экспериментально, для чего исследуют геометрически подобные машины различных размеров при одинаковом числе Рейнольдса, т. е. с одинаковой рабочей жидкостью и одинаковым nD^2. Материалами подобных испытаний мы еще не располагаем. Можно, однако, воспользоваться данными испытаний Рючи водяных насосов со спиральными кожухами при одинаковых nD, когда $\mathrm{Re}_v/\mathrm{Re} = D_v/D$. Применив полученные пересчетные коэффициенты φ к уравнению (4. 28), получим

$$\frac{1-\varphi\eta_{iv}}{1-\varphi'\eta_{iv}} = \left(\frac{D_v}{D}\right)^{0,1}.$$

Если в уравнение (4. 28) ввести полученное значение $1-\varphi'\eta_{iv} = (1-\varphi\eta_{iv})(D/D_v)^{0.1}$, то находим

$$\frac{1-\eta_i}{(1-\varphi\eta_{iv})\left(\frac{D}{D_v}\right)^{0,1}} = \left(\frac{\mathrm{Re}_v}{\mathrm{Re}}\right)^{0,1}. \qquad (4.\ 29)$$

Рючи при этом сделал важный вывод, состоящий в том, что полученные закономерности для величины φ могут быть перенесены также на колеса другой геометрической формы, т. е. с другим удельным числом оборотов, если не наружный диаметр D_2, а диаметр всасывающего патрубка колеса принять за характерный линейный размер колеса. Рючи основывал этот вывод на том, что размеры сечения каналов определяются не наружным диаметром, а диаметром

всасывающего патрубка. Его экспериментальные данные подчиняются следующей закономерности для φ в уравнении (4. 29):

$$\varphi = \frac{1 - \dfrac{2{,}21}{D_s^{3/2}}}{1 - \dfrac{2{,}21}{D_{sv}^{3/2}}}, \qquad (4.30)$$

причем D_s означает диаметр всасывающего патрубка в сантиметрах. Естественно также и в соотношении $\mathrm{Re} = nD^2/\nu$ вместо D ввести значение D_s. При $\mathrm{Re} = nD^2/\nu$ уравнение (4. 29) примет следующий вид:

$$\frac{1 - \eta_i}{1 - \varphi\eta_{iv}} = \left(\frac{D}{D_v}\right)^{0,1} \left(\frac{n_v \nu D_v^2}{n \nu_v D^2}\right)^{0,1}; \qquad (4.31)$$

$$\eta_i = 1 - (1 - \varphi\eta_{iv}) \cdot \left(\frac{n_v D_v \nu}{n D \nu_v}\right)^{0,1}. \qquad (4.32)$$

где $\eta_i = \eta/\eta_m$ должно быть определено в каждом отдельном случае из опыта. Эти выражения можно применять к одноступенчатым насосам. Для многоступенчатых насосов действительные результаты, по-видимому, получаются бо́льшими [168], чем по расчету.

Эти зависимости можно использовать также для пересчета лопаточного к. п. д. η_h. Они также применимы, если одна и та же машина должна быть испытана на различных жидкостях, например, насосы для горячей воды могут испытываться на воде обычной температуры или нагнетатель для наддува авиамоторов на воздухе — у поверхности земли (точные формулы пересчета даны в разделе 117). Даже изменения к. п. д., которые происходят только при переходе от одного числа оборотов к другому, следовательно, у одной машины и одинаковой жидкости, можно проследить этим способом. В данном случае имеем $\nu/\nu_v = 1$.

Применимость этих формул для центробежных насосов и компрессоров необходимо подвергнуть еще дополнительной опытной проверке, в особенности возможна ошибка в том, что переход от докритической к сверхкритической области (например, от ламинарного к турбулентному режиму) или отрыв пограничного слоя [169] не может быть учтен с помощью приведенных выше соображений. Вследствие опасности возникновения подобного изменения состояния течения принято применять выведенные уравнения только в сравнительно узком диапазоне $\mathrm{Re}_v/\mathrm{Re}$, примерно между $^1/_{20}$ и 20. Например, не рекомендуется по этому методу проверять переход от воды к машинному маслу, потому что в этом случае может возникнуть вместо турбулентного ламинарное течение. Необходимо, кроме того, иметь в виду, что и в упомянутом выше диапазоне может приобрести значение кавитация для водяных насосов, т. е. величина кавитационного коэффициента быстроходности S (раздел 37) или число Маха для газовых машин (вместе с начальной температурой) (см. раздел 43).

б) Пересчет мощности, напора и производительности. Этот пересчет возможен также только в упомянутых выше пределах. Пересчет производится по следующим соображениям: если пренебречь изменением к. п. д. согласно уравнению (4. 32), то при подобных треугольниках скоростей высота напора пропорциональна квадрату окружной скорости, а тем самым также квадрату произведения nD. Отсюда высота напора равняется

$$H = H_v \left(\frac{n}{n_v}\right)^2 \left(\frac{D}{D_v}\right)^2. \tag{4. 33}$$

Расход равняется произведению площади на скорость, т. е. пропорционален $D^2nD = nD^3$, так что

$$V = V_v \frac{n}{n_v} \left(\frac{D}{D_v}\right)^3. \tag{4. 34}$$

При постоянном числе оборотов, согласно уравнениям (4. 33) и (4. 34), высота напора растет пропорционально квадрату диаметра, а расход — в зависимости от третьей степени диаметра.

Полезная мощность N пропорциональна произведению напора H на расход V; согласно приведенным выше уравнениям получаем

$$N_n = N_{nv} \left(\frac{n}{n_v}\right)^3 \left(\frac{D}{D_v}\right)^5. \tag{4. 35}$$

Здесь можно полезную мощность заменить мощностью на валу $N = N_n/\eta$, если, кроме того, учесть изменение к. п. д. η [1].

Наоборот, размеры основной конструкции (натуры) и требуемое число оборотов можно рассчитывать при заданных величинах V и H. Из уравнений (4. 33) и (4. 34) определяется (если сначала исключить n/n_v, затем D/D_v) линейное отношение масштабов

$$\lambda = \frac{D}{D_v} = \sqrt{\frac{V}{V_v}} \left(\frac{H_v}{H}\right)^{1/4} \tag{4. 36}$$

и число оборотов

$$n = n_v \sqrt{\frac{V_v}{V}} \left(\frac{H}{H_v}\right)^{3/4} \tag{4. 37}$$

или, применив уравнение (4. 25),

$$n = \frac{n_v}{\lambda} \sqrt{\frac{H}{H_v}}. \tag{4. 37a}$$

Уравнение (4. 37) можно, очевидно, вывести непосредственно из равенства удельных чисел оборотов n_q, т. е. из уравнения (4. 2). Уравнение (4. 36) показывает, что любой заданный тип лопаточной машины можно применить теоретически при любом значении рас-

[1] Уравнения (4,33) — (4 35) становятся излишними, если использовать применяемые в гидротурбостроении «приведенные» числа оборотов, производительности и мощности, отнесенные к напору $H = 1$ *м* и $D = 1$ *м*.

хода или напора, потому что всегда можно получить определенное значение λ.

Другой метод пересчета. Кроме описанных выше методов, часто применяют безразмерные параметры, которые в большинстве уже известны. Они остаются неизменными для серии машин при одинаковых условиях входа и одинаковом к. п. д., а именно:
для производительности коэффициент расхода

$$\varphi = \frac{c_{0m}}{v_{1a}} = \frac{V}{F_0 u_{1a}}$$

(вместе с коэффициентом входной скорости, см. раздел 29);

$$\varepsilon = \frac{c_{0m}}{\sqrt{2gH}};$$

для напора H — коэффициент давления $\psi = \frac{2gH}{u_2^2}$ или коэффициент окружной скорости $\frac{u_2}{c} = \frac{u_2}{\sqrt{2gH}} = \frac{1}{\sqrt{\psi}}$;
для мощности N в *кгм/сек* коэффициент мощности

$$\nu = \frac{N}{\frac{\gamma}{2g} \cdot F_0 u_{1a}^3}.$$

Здесь $u_{1a} = r_{ia}\omega = \pi D_{1a} n/60$; F_0 — сечение потока в месте, к которому отнесен φ (следовательно, на входе в колесо); для радиального колеса (тихоходной машины): $F_0 = \pi D_1 b_1$ для осевого колеса: $F_0 = \pi\,(r_a^2 - r_i^2)$.

Если отнести ν к полезной мощности $N = \gamma VH$, то, очевидно, может быть получена простая зависимость

$$\nu = \varphi\psi \left(\frac{r_{2a}}{r_{1a}}\right)^2.$$

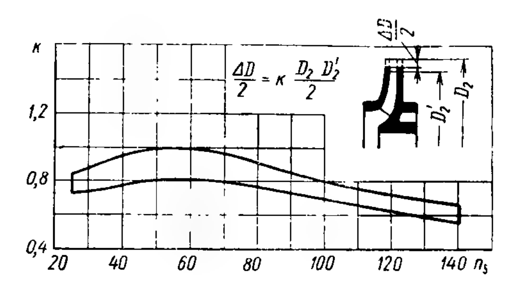
Для осевого колеса, очевидно, имеем: $r_{2a} = r_{1a}$.

в) Подобие в прочностных напряжениях конструкции. Геометрическое подобие двух насосов дает совпадение нагрузок от повышенного давления, если совпадает давление нагнетания, т. е. произведение nD. Если последнее не имеет места, то нагрузка растет пропорционально давлению независимо от мастшаба выполнения, который не ограничен, таким образом, прочностью корпуса [170].

Нагрузка от собственного веса в противоположность этому растет пропорционально масштабному отношению λ или пропорционально диаметру D. Деформация под действием собственного веса растет пропорционально квадрату диаметра D^2, так что при известных обстоятельствах невозможно по этой причине осуществить геометрическое подобие. При геометрическом подобии критическое число оборотов вала изменяется (раздел 121) обратно пропорционально λ или D. Нагрузка от центробежных сил, будет рассмотрена в разделе 119.

33. ДОВОДКА ЛОПАТОЧНОЙ МАШИНЫ ДО ПОТРЕБНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Если рабочее колесо не обеспечивает потребных характеристик, то обычно пытаются обойтись доработками имеющегося образца, не прибегая к изготовлению нового. На выполненном радиальном колесе практически возможны следующие изменения. Обточка наружных концов лопатки в случае слишком большого напора. При этом следует удалить также боковые стенки колеса [171],



Фиг. 111. Опытный коэффициент k уравнения (4. 38) для обточки рабочего колеса в зависимости от удельного числа оборотов n_s (3,65 n_q), по данным Рючи.

если оно установлено в спиральном кожухе, потому что устранение соответствующих поверхностей трения здесь оказывает большее влияние, чем ухудшение направления потока. У насосов с направляющим аппаратом за колесом целесообразно сохранить стенки колеса в тех случаях, когда требуется стабильная напорная характеристика, потому что высота напора увеличивается при закрывании задвижки. При снятии боковых стенок могут также возникнуть повышенные потери в зазоре между колесом и направляющим аппаратом, в особенности тогда, когда свободные объемы имеются не только между рабочим колесом и корпусом, но также между направляющим аппаратом и корпусом.

При определении значения ΔD для обтачивания необходимо учесть, что высота напора (при прочих равных условиях, следовательно, при постоянстве углов β и выходных сечений) уменьшается несколько больше, чем пропорционально квадрату диаметра, так как уменьшение передаваемой мощности (влияние конечного числа лопаток) растет вследствие уменьшения длины лопатки. Кроме того, расход, соответствующий оптимальному к. п. д., уменьшается потому что абсолютная выходная скорость из колеса уменьшается, и соответственно снижается пропускная способность оставшегося без изменения направляющего аппарата. Можно предположить, что расход V примерно обратно пропорционален диаметру D_2. Если в расчет ввести новый диаметр D_2', связанный с новым значением напора H' соотношением

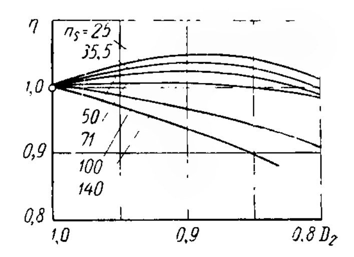
$$\left(\frac{D_2}{D_2'}\right)^2 = \frac{H}{H'},$$

то согласно Рючи [171] можно вычислить рациональный размер обтачивания ΔD с помощью эмпирического коэффициента k согласно выражению

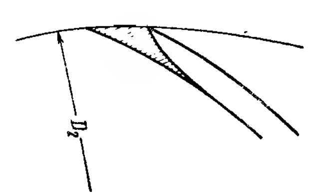
$$\Delta D = k\left(D_2 - D_2'\right). \qquad (4.38)$$

Значение k, как правило, несколько снижается с ростом удельного числа оборотов и у насосов со спиральными кожухами колеблется в пределах замкнутого контура, показанного на фиг. 111, если добиваться оптимального значения к. п. д. при номинальной нагрузке. Значение коэффициента k обычно принимается равным 0,75.

Коэффициент полезного действия при обтачивании изменяется различно в зависимости от формы колеса и у тихоходных машин (согласно фиг. 112) вначале несколько даже увеличивается, а при



Фиг. 112. Оптимальный к. п. д. при обточке рабочего колеса; параметром взято удельное число оборотов $n_s = 3{,}65\ n_q$ (по Рючи). Исходные значения D_q и η приняты за 1.



Фиг. 113. Заострение выходной кромки лопатки увеличивает напор.

повышенной быстроходности уменьшается с самого начала. Это изменение сильно зависит, естественно, от того, насколько перед обтачиванием соответствовали друг другу рабочее колесо и направляющий аппарат.

Увеличение высоты напора в диапазоне нормального расхода достигается путем изменения выходных кромок лопаток в сторону увеличения эффективного выходного угла [172] согласно фиг. 113. *Обтачивание входных кромок рабочих лопаток*. Предполагаемое при этом увеличение производительности не создается или получается только в незначительной степени, потому что направляющий аппарат остается неизменным, а высота напора несколько снижается, вследствие уменьшения длины лопатки. Увеличение входного диаметра оказывает влияние в первую очередь только на незначительную величину входных потерь.

ГЛАВА V

ПРЕДЕЛЫ, СОЗДАВАЕМЫЕ КАВИТАЦИЕЙ И СЖИМАЕМОСТЬЮ ГАЗОВ (СВЕРХЗВУКОВЫМИ РЕЖИМАМИ ТЕЧЕНИЯ)

В следующих разделах рассматриваются некоторые особые физические свойства жидкости и газов, а именно: во-первых, вода может испаряться, следовательно, могут возникать области, заполненные паром; во-вторых, течение газов при сверхзвуковых скоростях характеризуется особыми свойствами. Особенно важно, что торможение сверхзвукового потока и переход к дозвуковой скорости большей частью происходит в скачке уплотнения, и с потерями; в-третьих, вода может поглощать газы с ростом давления, выделяя их при падении давления.

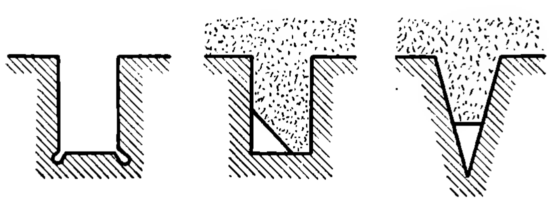
34. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О КАВИТАЦИИ (ПАРООБРАЗОВАНИЕ)

Способность испаряться приводит к тому, что минимально возможное давление какой-либо жидкости (если при этом не учитывать несущественной в данном случае возможности задержки парообразования) не равняется нулю, а соответствует давлению насыщенных паров при данной температуре жидкости, которую можно определить по диаграммам пара. Любая попытка дальнейшего снижения давления связана с испарением, следовательно, с образованием наполненных паром объемов, что называется кавитацией. Наиболее опасными являются тогда места с наименьшим давлением, и согласно уравнению Бернулли с наибольшими скоростями. У лопаточных насосов, как это было показано в разделе 20, они находятся в каналах рабочих колес. Последствиями очагов кавитации являются:

1. Уменьшение пропускной способности вследствие сужения сечения потока из-за паровых пузырей.

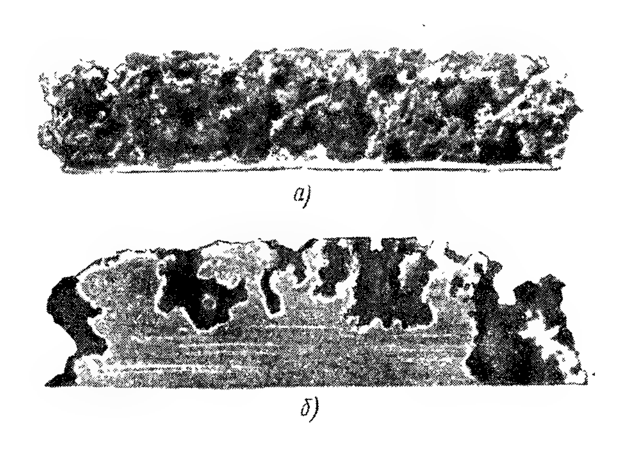
2. Сжатие полостей, наполненных паром, при повышении давления ниже по течению, поскольку при конденсации приходится отводить исчезающе малое количество тепла. Из-за этого возникают мешающие работе шумы вплоть до сильнейших ударов. Вследствие неупругих ударов о стенки при этом наблюдается разрушение материала. При известных обстоятельствах в течение нескольких часов при этом происходит типичное разрушение из-за этих чисто

механических ударных воздействий (фиг. 115). При этом как только образуются микроскопически малые углубления (фиг. 114), резко возрастает разъедающее воздействие кавитирующего потока. Возникновение разъедания можно, следовательно, представить себе



Фиг. 114. Повышение воздействующей скорости воды в местных впадинах.

так, что ударяющая о стенку вода образует микроскопически мелкие углубления в областях пониженной сопротивляемости материала. Последние могут возникнуть в процессе производства или из-за включений (например, графита); в этих местах кавитационное



Фиг. 115:

а — поверхность чугуна, изъеденная кавитацией; *б* — разрез чугунной детали.

воздействие тотчас же увеличивается [173], [174]. Этим самым можно объяснить губчатую структуру материала после разъедания (фиг. 115, *а* и *б* [175]). Кроме того, становится понятным наблюдаемое большое влияние состояния поверхности [176], а также качество ее обработки. Важно еще подчеркнуть, что разъедание происходит не в месте отрыва потока, т. е. не в месте наименьшего

давления, а дальше по течению в месте удара о стенки, известным образом «в тени» места отрыва.

3. Уменьшение пропускной способности и неполное преобразование повышенной скорости в давление вызывает сильное снижение к. п. д. и полезной мощности. На основании этого явления становится понятным (см. раздел 84), почему к. п. д. возрастает только до некоторого предела с увеличением числа оборотов, а затем вновь снижается, что и определяет типичный вид так называемых топографических характеристик насосов.

Повышенные скорости, которые вызывают явление кавитации при перемещении жидкости, могут быть причинами возникновения звуковой скорости в случае газовых машин, вследствие чего к. п. д ухудшается примерно таким же образом, как и при кавитации. Опасные по кавитации места являются также опасными в случае перемещения газов из-за возможности приближения к звуковой скорости (см. раздел 43).

Выбор материала. Безусловно правильнее избегать появления кавитации, чем бороться с разрушением материала путем надлежащего его выбора. Во многих случаях, однако, приходится заведомо создавать установки, работающие на границе кавитационного режима, например, когда для удешевления и упрощения установки стремятся выбирать возможно бóльшие числа оборотов и бóльшие высоты всасывания (малый напор на входе у насосов, подающих горячую воду). В этих случаях явления кавитации весьма возможны, и в соответствии с этим приходится применять материалы, достаточно хорошо сопротивляющиеся разъеданию. От этих материалов требуется высокая длительная прочность, и большое относительное удлинение; они должны хорошо сопротивляться химическим воздействиям и легко полироваться Совершенно недопустимы хрупкие материалы, как стекло, бакелит или чугун, особенно серый; чугун перлитного строения значительно более устойчив. Особенно пригодны стали с мелкой пластинчатой перлитной структурой, еще лучше литая хромистая сталь, хромомарганцовистая сталь [178], [179] или нержавеющая сталь. Вязкие бронзы, применяющиеся для судовых винтов, не дают аналогичных хороших результатов в лопаточных насосах.

Весьма эффективным оказалось применение защитных покрытий и особенно наваривание на поверхности устойчивых против коррозии материалов, последнее — при условии тщательного выполнения. Совершенно непригодным оказалось резиновое покрытие. Укажем еще раз на весьма большое значение качества обработки поверхностей. Всякие шероховатости, в том числе и следы обработки в виде рисок и т. п., должны быть устранены.

35. НАИБОЛЬШАЯ ДОПУСТИМАЯ ВЫСОТА ВСАСЫВАНИЯ

Вопрос об исключении возможности кавитации в насосе совпадает с вопросом о наибольшей допустимой высоте всасывания. Под высотой всасывания насоса подразумевается разрежение во вса-

сывающем патрубке, измеренное в метрах столба жидкости, относительно давления на зеркале всасываемой воды (которое большей частью равняется атмосферному давлению). Следовательно, согласно фиг. 116 она равняется

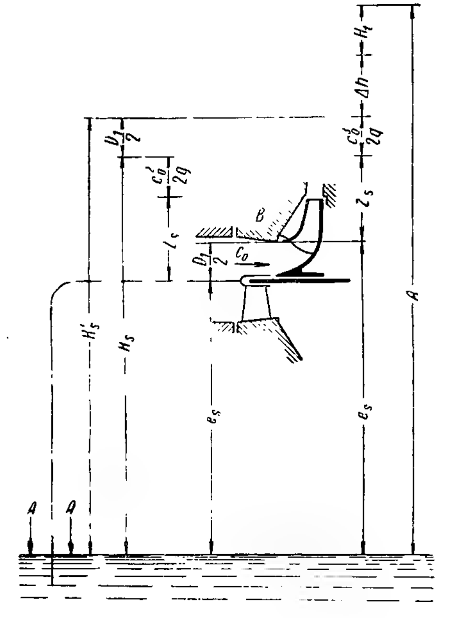
$$H_s = e_s + Z_s + \frac{c_s^2}{2g}. \quad (5.1)$$

Обозначения приняты по правилам UDI, причем величины измеряются в метрах водяного столба:

e_s — расстояние по вертикали от оси вращения до зеркала всасываемой воды для насоса с горизонтальным валом; для насосов с вертикальным валом вместо оси вала берется наивысшая точка всасывающей кромки лопатки;

Z_s — сопротивление всасывающего трубопровода;

c_s — скорость во всасывающем патрубке насоса.



Фиг. 116. Высота всасывания e_s' центробежного насоса. Расходование давления A на зеркале воды на сопротивления отдельных участков всасывания. H_t — давление парообразования при температуре перемещаемой жидкости; дополнительное разрежение (потребный кавитационный запас); H_s' — общая высота всасывания.

Необходимо подчеркнуть, что наименьшее давление в области всасывания находится в наиболее высоко расположенной точке, следовательно, у насоса с горизонтальным валом в точке B, а не по оси всасывающего патрубка. Разность высот $e_s' - e_s = \frac{1}{2} D_1$ — различна у малых и больших конструкций, в последнем случае должна быть учтена. Для этого можно поднять манометр до высоты места опасного по кавитации, т. е. примерно до точки B и соединить манометрической трубкой, наполненной водой, с нижней точкой присоединения. Отсчитываемое при этом пониженное давление может быть обозначено как «полная высота всасывания». Эта величина находится в следующем соотношении с нормированной высотой всасывания (5. 1)

$$H_s' = H_s + \frac{D_1}{2} = e_s' + Z_s + \frac{c_0^2}{2g}. \quad (5.2)$$

Обозначим в метрах столб перемещаемой жидкости $H_t = p_t/\gamma \cdot 10\,000$ (давление пара, соответствующее температуре жидкости), причем p_t выражается в *кг/см²*, γ — удельный вес жидкости в *кг/м³*; эти данные берутся по таблицам пара;

A — давление наружной атмосферы, или в случае насоса, откачивающего из закрытого бака, давление в этом баке;

e_s' — расстояние по вертикали от точки B до зеркала воды в баке. Тогда давление в точке B составляет:

$$H_B = A - H_s'. \tag{5. 3}$$

Если это давление равнялось бы минимальному давлению потока, т. е. $H_B = H_t$, то наибольшая высота всасывания составляла бы $H_{s\max}' = A - H_t$. Однако, если, исходя из этого, вычислить высоту всасывания для обычных условий, то получим значение e' больше 9 *м*, т. е. значительно выше действительно наблюдаемых значений.

Следовательно внутри канала должны быть такие места, где давление меньше, чем в точке B. Это было уже установлено раньше при рассмотрении влияния конечного числа лопаток (см. раздел 20). Если обозначить это дополнительное снижение давления между точкой B и местом начала кавитации (к которому относим также и гидравлические сопротивления между всасывающим патрубком и точкой B) Δh, то величина H_B в уравнении (5. 3) увеличится до $H_B = H_t + \Delta h$ и тогда получится следующее максимально возможное значение общей высоты всасывания

$$(H_s')_{\max} = A - H_t - \Delta h. \tag{5. 4}$$

На входе в колесо должен иметься, следовательно, избыток давления Δh над давлением парообразования, чтобы устранить кавитацию внутри насоса. Обозначим это дополнительное снижение давления Δh как «потребный кавитационный запас». Согласно уравнению (5. 2) эта величина составляет

$$\Delta h = A - H_t - (H_s')_{\max}. \tag{5. 5}$$

Непосредственные наблюдения за течением жидкости показывают, что кавитация начинается раньше, чем начинается ее влияние на к. п. д. или на расход. Иногда даже обнаруживают, что непосредственно перед снижением к. п. д., высоты напора или расхода, их значения несколько повышаются. Это уменьшение сопротивления потока в начале кавитации может быть объяснено тем, что с началом отрыва первоначально создается уменьшение трения о стенки без заметного сужения сечения.

У насосов с большими колебаниями подачи (например, для питания котлов) рекомендуется ввести на правой стороне уравнения еще отрицательный член h_k, обусловленный влиянием массовых сил, который пропорционален $c'L'$ (c' — скорость, L' — длина всасывающего трубопровода).

36. РАЗЛИЧНЫЕ ПРИЧИНЫ ПАДЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ НА ВХОДЕ В КОЛЕСО И ВОЗНИКНОВЕНИЯ НЕОБХОДИМОСТИ В КАВИТАЦИОННОМ ЗАПАСЕ ДАВЛЕНИЯ Δh

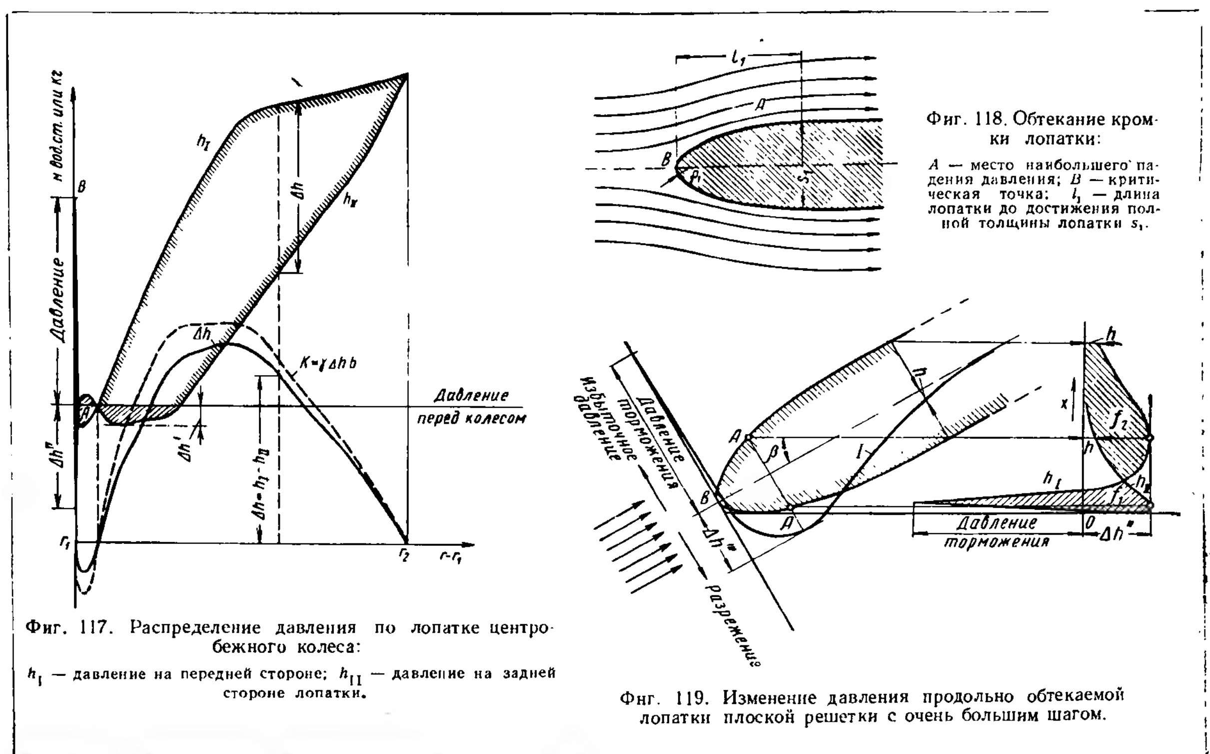
Величина достижимой высоты всасывания зависит в первую очередь от требуемого разрежения Δh, величину которого следует по возможности снижать. Установим различные причины его возникновения, причем первоначально ограничимся рассмотрением режима безударного входа. Причинами дополнительного снижения давления Δh могут быть:

а) **Перепад**, т. е. разность давлений между передней и задней сторонами лопатки. У очень тонких лопаток, на режиме безударного входа эта разность является единственной причиной понижения давления. Уже в разделе 20 было показано, что перепад давлений на лопатке связан с понижением давления на задней ее стороне, что было наглядно показано на фиг. 86 для осевого колеса и в том же разделе было уже использовано для объяснения отклонения потока на входе. В условиях, радиального протекания снижение давления быстро уменьшается из-за центробежных сил, так что оно исчезает на коротком расстоянии от входа, и следовательно, в известных обстоятельствах выражено лишь слабо (фиг. 117). Во всех случаях, однако, вода поступает в канал как в пространство пониженного давления, что собственно и объясняет наличие у насосов всасывающей способности.

Расчетное определение величины дополнительного снижения давления $\Delta h'$. возможно для случая идеальной жидкости, но неприемлемо для практических целей, потому что не учитывается влияние вязкости и, кроме того, оно недостаточно достоверно и отнимает слишком много времени.

б) **Конечная толщина начального участка лопатки.** Вследствие конечной толщины начального участка лопатки поток вынужден изменить направление; в критической точке B (фиг. 118) давление повышается, а непосредственно позади нее давление падает, потому что отклонившиеся линии тока должны опять «присасываться» к лопатке. На фиг. 119 показано распределение давления по лопатке, расположенной в решетке под углом к ее фронту. Пониженное давление начинается непосредственно после критической точки и достигает наибольшего значения в точке A.

Это понижение давления, очевидно, не имеет ничего общего с разрежением, вызванным наличием перепада давлений на лопатке, о чем говорилось в предыдущем подпункте «а»; оно наблюдается как у неработающей, так и у нагруженной лопатки и равняется нулю только у бесконечно тонкой лопатки на режиме безударного входа. На фиг. 119 изображена лопатка, наклонно расположенная к фронту решетки, с тем чтобы показать распределение давления на обычном графике, т. е. в зависимости от меридионального размера x (см. диаграмму справа на упомянутой фигуре). Эпюры давления пересекаются здесь аналогично тому, как это показано на фиг. 117. Площади под кривыми положительного и отрицательного



Фиг. 117. Распределение давления по лопатке центробежного колеса:

h_I — давление на передней стороне; h_{II} — давление на задней стороне лопатки.

Фиг. 118. Обтекание кромки лопатки:

A — место наибольшего падения давления; B — критическая точка; l_1 — длина лопатки до достижения полной толщины лопатки s_1.

Фиг. 119. Изменение давления продольно обтекаемой лопатки плоской решетки с очень большим шагом.

давления f_1 и f_2, показанные на фиг. 119, равны друг другу. Таким образом, симметрично обтекаемая входная кромка лопатки, находящейся в решетке, в целом не оказывает силового воздействия на поток, но это не относится к обтеканию ее отдельных участков.

Распределение давления при обтекании рассчитывалось различными способами [184] для неограниченного плоско-параллельного потока идеальной жидкости, обтекающего изолированную лопатку. Как следовало ожидать, при этом понижение давления получается тем больше, чем меньше длина участка l_1, соответствующая переходу к полной толщине лопатки s_1 (т. е. чем больше отношение l_1/s_1). Если полученные для идеальной жидкости результаты перенести на радиальную или осевую решетку лопаток и написать выражение для понижения давления в виде

$$\Delta h'' = \lambda'' \frac{w_0^2}{2g}, \qquad (5.5a)$$

где w_0 представляет скорость невозмущенного относительного течения перед лопаткой, то для профиля, показанного на фиг. 118 с соответствующим отношением $l_1/s_1 = 1{,}8$ получается числовое значение $\lambda'' = 0{,}38$; при полуэллиптическом закруглении по Вайнигу

$$\lambda'' = 0{,}373 \frac{s_1}{l_1}\left(2 + 0{,}373 \frac{s_1}{l_1}\right), \qquad (5.6)$$

следовательно, например, при $l_1/s_1 = 4{,}85$; $\lambda'' = 0{,}205$; однако при закруглении в виде полукруга, когда $l_1/s_1 = 0{,}5$, значение λ'' доходит до $\lambda'' = 2{,}05$.

Острые кромки при одинаковом отношении l_1/s_1 дают несколько меньшее понижение давления, чем полуэллипс, например, при $l_1/s_1 = 4{,}85$ и угле заострения 45° величина $\lambda'' = 0{,}12$.

Если в случае идеальной жидкости понижение давления получается очень различным в зависимости от формы передней кромки, то у реальной жидкости это различие оказывается значительно меньшим. Опыты Вольфа [181] показали, что при всех закруглениях получается приблизительно одинаковое понижение давления на передней кромке, потому что теоретический пик пониженного давления подавляется отрывами вихрей; Эккерт также установил при измерениях на умеренных сверхзвуковых скоростях, что закругление передней кромки действительно оказывает мало влияния. Например, полукруговое или эллиптическое закругление создают одинаковое пониженное давление, так что приведенная выше большая разница в действительности не существует. Это важно для практики, потому что точный контроль закругления передней кромки не осуществим у лопаточных колес, а, с другой стороны, при больших скоростях набегающего потока w_0 всегда приходится считаться с значительным понижением давления. При $\lambda'' = 0{,}25$ получается, например, для скорости $w_0 = 20$ *м/сек* (следовательно, $\left.\frac{w_0^2}{2g} = 20 \text{ м}\right)$ понижение давления $\Delta h'' = 5$ *м*. Экспериментальные

кривые на фиг. 117 подтверждают, что разрежение $\Delta h''$ возникает также у радиальных колес и оно может превышать значение $\Delta h'$. Если обтекание происходит не безударно, то наблюдается одностороннее увеличение разрежения, о чем будет изложено в конце раздела 41.

в) **Кривизна стенок покрывных дисков колеса перед входом на лопатки.** В случае радиального колеса течение непосредственно перед лопатками отклоняется от осевого в радиальное направление. Вследствие этого давление в точке A'' больше, а в точке A' меньше, чем у неотклоненного течения. Между наружной и внутренней ограничивающими поверхностями имеется средняя скорость c_{0m}. Если c_{0i} —скорость у внутренней ограничивающей поверхности, а следовательно и в точке A', то по сравнению с этой средней струей имеется падение давления на величину

$$\Delta h''' = \frac{c_{0i}^2 - c_{0m}^2}{2g}.$$

Расчетное определение этой величины предполагает построение картины токов согласно разделу 42.

Повторные изгибы всасывающего трубопровода в различных плоскостях могут вызвать закручивание потока перед входом в рабочее колесо, благодаря чему по оси образуются пустоты, которые могут быть втянуты в колесо. При большой ширине всасывающего трубопровода (грязевые насосы) подобное вращательное движение может возникнуть даже в прямых всасывающих трубах, если подача производится несимметрично относительно входа во всасывающую трубу. Отсюда следует, что необходимо особенно тщательно выполнять всасывающий патрубок у быстроходных насосов большой мощности и необходимо избегать любой возможности образования даже самой малой циркуляции в потоке на входе.

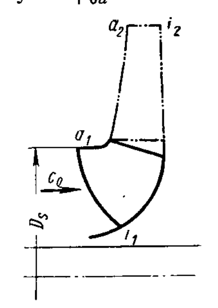
г) **Сопротивления.** Сужение сечения вследствие ненормально большого числа или толщины лопаток увеличивает падение давления так же, как поджатие потока или сопротивление трения. Для уменьшения трения стенки должны быть гладкими, каналы рабочих колес должны иметь гидравлически благоприятную форму. В особенности необходимо избегать острых углов между рабочими лопатками и покрывными дисками. Большие неровности и выступы на входе в рабочее колесо вследствие недостаточно тщательно очищенной литейной корки могут преждевременно вызвать кавитацию.

д) **Кавитация в зазоре.** У полуоткрытых рабочих колес, как это часто делают у быстроходных машин и, в особенности, у осевых насосов, в зазоре между рабочим колесом и стенкой корпуса вследствие разности давлений создаются местные повышенные скорости и срывы вихрей, аналогично вихрям на концах крыльев самолета; эти срывы усиливаются при заостренных торцовых кромках лопаток. При достаточно большом разрежении на задней стороне лопатки, т. е. при большой высоте всасывания, внутри вихря господствует еще большее снижение давления, которое приводит к местному

парообразованию; последнее приводит к сильному разъеданию корпуса и лопаток. Предупредительной мерой против этого является установка стальных листов на опасных участках кожуха [187] (обечайки).

37. КАВИТАЦИОННЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ БЫСТРОХОДНОСТИ S (КОЭФФИЦИЕНТ КАВИТАЦИИ σ) И ОПТИМАЛЬНЫЙ ОТНОСИТЕЛЬНЫЙ УГОЛ β_{0a} ПОТОКА НА ВХОДЕ

Материалы исследования, приведенные в данном параграфе, имеют целью не только создать возможность исследования кавитационных режимов в области входа, но также определить оптимальные условия; при этом будет показано, что выбору угла β_{0a} течения на входе в самой крайней точке A_1 входной кромки лопатки следует придавать особое значение.



Фиг. 120. Радиальное колесо с вытянутой вперед входной кромкой.

Достижимая высота всасывания в первую очередь зависит от величины потребного кавитационного запаса, который должен поддерживаться возможно малым. Для его определения положим в основу наших рассуждений форму колеса, изображенную на фиг. 120, у которой всасывающая кромка вытянута в область осевого всасывающего патрубка; частным случаем такого колеса является осевое (такое вытягивание всасывающей кромки в осевую область применяется не только у быстроходных колес, но также у тихоходных, когда предъявляются высокие требования к к. п. д., всасывающей способности и устойчивости работы). Затем следует полагать, что наиболее опасна линия тока, проходящая через крайнюю точку a_1 этой кромки. Отсюда получается, что дополнительное разрежение (потребный кавитационный запас) состоит из следующих частей:

$$\Delta h = \lambda_1 \frac{w_0^2}{2g} + \lambda_2 \frac{c_0^2}{2g} . \qquad (5.\ 7)$$

Здесь w_0 или c_0 являются относительной или абсолютной скоростями потока, измеренными во всасывающем патрубке перед всасывающей кромкой рабочей лопатки; λ_1 и λ_2 являются эмпирическими коэффициентами, которые необходимо так определить, чтобы первый член на правой стороне представлял понижение давления вследствие повышенной скорости в канале выше начальной скорости w_0, а второй член — дополнительное понижение давления на образование скорости c_0 и вслеяствие трения.

Величины λ_1 и λ_2 согласно разъяснениям, данным в предыдущем разделе, зависят от формы и трения, следовательно, подвергаются сильным колебаниям и, в особенности различны для насосов и турбин Для обычно применяемых насосов можно принять в среднем $\lambda_1 = 0,3$ и $\lambda_2 = 1,2$, как показали опыты на лопатках самой разнообразной

формы, если, конечно, ограничиться случаем безударного входа. Отклонения от безударного входа увеличивают коэффициент λ_1. Характер заострения начального участка лопатки, расположенной в решетке, вследствие вязкости жидкости не имеет такого большого влияния, как этого следовало бы ожидать на основании расчетов для идеальной жидкости. В противоположность этому кривизна стенок, шероховатость, толщина лопаток и шаг лопаток обусловливают большие колебания, которые нельзя аналитически определить. В то же время они вызывают увеличение коэффициента λ_1 по направлению к втулке, так что действительное место наибольшего разрежения не обязательно лежит на крайней линии тока a_1a_2.

Влияние масштаба выполнения размеров машины мы рассмотрим ориентировочно в начале раздела 39. Сравнительно малое значение λ_1 понятно, потому что инженер интересуется только такими режимами работы, при которых происходит измеримое падение к. п. д. и мощности, т. е. образование пустот достигает уже известного распространения. Коэффициент λ_2 должен быть принят несколько больше единицы, учитывая трение, и потому что согласно уравнению Бернулли весь скоростной напор определяет изменение давления. Таким образом, дополнительное разрежение, от которого зависит величина потребного кавитационного запаса давления, определяется как понижение давления в месте кавитации относительно точки (на одинаковом уровне) во всасывающей области, где скорость c_0 замедляется до нуля.

Это определение величины Δh не совпадает с уравнением (5. 3) поскольку там было принято, что H_s' измеряется во всасывающем патрубке, где имеется скорость c_s и она не замедляется до нулевой скорости. Поэтому это уравнение дает пониженное значение для Δh на величину $c_s^2/2g$. Но мы можем пренебречь этой малой поправкой, если результаты позднее проверим экспериментальным путем и при этом применим значение Δh, вычисленное по уравнению (5. 3). Благодаря этому мы достигнем совпадения с обычным определением Δh. Кроме того, для получения оптимальных значений необходимо применить коэффициент λ_2 больше единицы.

Очевидно наибольшая относительная входная скорость w_0 создается в крайней точке A_1 всасывающей кромки лопатки (если не имеет места предварительная закрутка потока против вращения колеса), в то время как скорость c_0 большей частью не изменяется или очень мало изменяется вдоль всасывающей кромки. Ввиду того, что преимущественно представляет интерес поток в окрестности этой точки a_1, наши рассуждения справедливы одновременно и для осевого колеса, при диаметре D_s всасывающего патрубка, равном наружному диаметру колеса. Величинам, которые наблюдаются в точке a_1, вновь присвоим индекс a, как это было сделано в уравнениях раздела 29.

Рассмотрим в качестве независимой переменной величины угол входа β_{0a} относительного потока в точке a_1, т. е. угол между направлением скоростей w_0 и $u_{1a} = \pi D_s \frac{\pi}{60}$, поскольку эта величина пол-

ностью определяет условия входа в колесо и тем самым также дополнительное понижение давления Δh. Этот угол, следовательно, также диаметр D_s всасывающего патрубка имеет оптимальное значение, что следует из дальнейших рассуждений. Будем исходить из случая $\alpha_0 = 90°$, так что мы можем в уравнении (5. 7) w_0^2 заменить $u_{1a}^2 + c_0^2$. Тогда при уменьшении диаметра D_s, начиная с бесконечного значения, будет уменьшаться значение u_{1a} от ∞ до 0; в то же время скорость c_0 неограниченно растет и при $D_s = 0$ становится бесконечно большой. Между этими двумя предельными значениями, очевидно, должен находиться диаметр, соответствующий минимальному значению Δh.

В то же время диаметр D_s связан однозначно с углом β_{0a}, причем согласно уравнению (4.14) раздела 29

$$D_s = \sqrt[3]{\frac{240V}{\pi^2 k \delta_r n \operatorname{tg} \beta_{0a}}}, \qquad (5.\ 8)$$

где k учитывает сужение входного сечения втулкой, т. е.

$$k = 1 - \frac{d_n^2}{D_s^2}. \qquad (5.\ 9)$$

Величина

$$\delta_r = 1 - \frac{c_{0u}}{u_{1a}} = \frac{w_{0u}}{u_{1a}} \qquad (5.\ 10)$$

означает относительную закрутку потока на входе, соответственно, уравнение (5. 8) можно применить к общему случаю, когда имеется закрутка потока во всасывающем патрубке и тогда согласно фиг. 79

$$w_0 = \frac{u_{1a} - c_0 u}{\cos \beta_{0a}} = u_{1a} \frac{\delta_r}{\cos \beta_{0a}}, \qquad (5.\ 11)$$

$$c_0^2 = c_{0m}^2 + c_{0u}^2 = (u_{1a} - c_{0u})^2 \operatorname{tg}^2 \beta_{0a} + (1 - \delta_r)^2 u_{1a}^2 =$$

$$= u_{1a}^2 \left[\delta_r^2 \operatorname{tg}^2 \beta_{0a} + (1 - \delta_r)^2\right]. \qquad (5.\ 12$$

В уравнениях (5. 11) и (5. 12) следует $u_{1a} = \frac{\pi D_s a}{60}$ заменить на D_s из уравнения (5. 8).

Если полученные таким образом значения w_0 и c_0^2 ввести в уравнение (5. 7), то после небольшого преобразования получим

$$2g\Delta h = \left(\frac{\pi}{30^2} \cdot \frac{n^2 V}{k}\right)^{2/3} \left[\lambda_1 \left(\frac{\delta_r}{\cos^2 \beta_{0a} \sin \beta_{0a}}\right)^{2/3} + \lambda_2 \frac{(\delta_r \operatorname{tg} \beta_{0a})^2 + (1 - \delta_r)^2}{(\delta_r \operatorname{tg} \beta_{0a})^{2/3}}\right] \qquad (5.\ 13)$$

или в другом виде

$$2g\Delta h = \left(\frac{\pi}{30^2} \cdot \frac{n^2 V}{k}\right)^{2/3} \frac{\delta_r^2 \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\cos^2 \beta_{0a}} + \lambda_2 (1 - \delta_r)}{(\delta_r \operatorname{tg} \beta_{0a})^{2/3}}. \qquad (5.\ 13a)$$

Таким образом, если даны n, V, k и δ_r, то Δh зависит только от β_{0a}, если λ_1 и λ_2 рассматриваются как постоянные величины.

1. Отсутствие закрутки на всасывании, т. е. $\alpha_0 = 90°$. В этом особенно важном для практики случае имеем, согласно уравнению (5. 10), $\delta_r = 1$ и из уравнения (5 .13) или (5. 13а) следует

$$2g\Delta h = \left(\frac{\pi}{30^2} \cdot \frac{n^2 V}{k}\right)^{2/3} \left[\frac{\lambda_1}{(\cos^2 \beta_{0a} \sin \beta_{0a})^{2/3}} + \lambda_2 \operatorname{tg}^{4/3} \beta_{0a}\right]. \quad (5.\ 14)$$

Приравнивая нулю производную выражения в прямоугольных скобках, приходим к следующему оптимальному значению:

$$\operatorname{tg} (\beta_{0a})_{opt} = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_1 + \lambda_2}}. \quad (5.\ 15)$$

Этой величине одновременно соответствует наибольшее значение коэффициента расхода $\varphi = \frac{c_0}{u_{1a}}$. Из уравнения (5. 14) следует

$$\frac{n^2 V}{k \Delta h^{3/2}} = \frac{30^2}{\pi} \left[\frac{2g}{\frac{\lambda_1}{(\cos^2 \beta_{0a} \sin \beta_{0a})^{2/3}} + \lambda_2 \operatorname{tg}^{4/3} \beta_{0a}}\right]^{3/2}. \quad (5.\ 16)$$

Правая сторона этого уравнения зависит, следовательно, только от угла β_{0a} и коэффициентов λ_1, λ_2 и представляет постоянную величину, если эти величины остаются постоянными. Она была бы безразмерной, если g было перенесено справа на левую сторону, причем $g\Delta h$ появилось бы вместо Δh, т. е. это величина водяного столба, соответствующая данному давлению, была бы отнесена не к земному ускорению g, а к ускорению 1, как это было определено при рассмотрении величины удельного числа оборотов. Чтобы избежать больших цифр, вводим на левой стороне уравнения (5. 16) $n/100$ вместо n и назовем этот коэффициент

$$\left(\frac{n}{100}\right)^2 \frac{V}{k \Delta h^{3/2}} \equiv S \quad (5.\ 17)$$

кавитационным коэффициентом быстроходности [1], который является постоянным, когда значения угла β_{0a} и λ рассматриваются неизменными.

При этом предположении неизменности S соответствует общий закон подобия кавитационных режимов, потому что он не зависит от формы колеса, следовательно, от удельного числа оборотов. На фиг. 121 дана кривая S в зависимости от угла β_{0a} при $\lambda_1 = 0{,}3$,

[1] Такое название величины S, объясняемое ее структурой, прннято в Советском Союзе и в странах, где разговорным языком является английский. В Германии величину S называют «коэффнцнентом всасывающей способности».

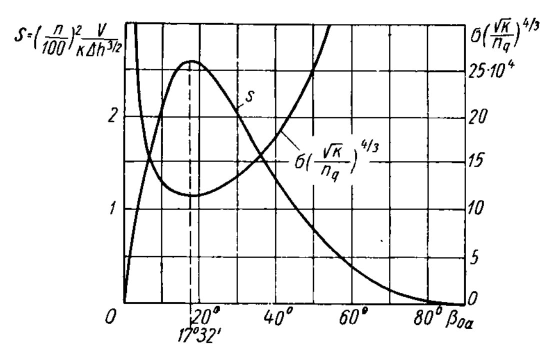
$\lambda_2 = 1{,}2$, $g = 9{,}81$ *м/сек*². При оптимальном угле $(\beta_{0a})_{opt}$ его значение равняется

$$S_{opt} = \frac{0{,}96}{\lambda_1 \sqrt{\lambda_1 + \lambda_2}}. \qquad (5.\ 18)$$

При данных значениях λ оптимальное значение угла β_{0a} получится из уравнения (5. 15):

$$\operatorname{tg}(\beta_{0a})_{opt} = 0{,}316; \ (\beta_{0a})_{opt} = 17°32',$$

так что малые углы притекания обусловлены опасностью кавитации, что мы должны принять во внимание при проектировании. Полу-



Фиг. 121. Кавитационный коэффициент быстроходности s и коэффициент кавитации σ (при $\lambda_1 = 0{,}30$ и $\lambda_2 = 1{,}20$) в зависимости от входного угла β_{0a}. Значения σ нанесены в виде $\sigma\,(\sqrt{k}/n_q)^{4/3}$, где $k = 1 - (d_n/D_s)^2$.

ченное малое значение угла относится только к входному углу потока (угол лопатки β_{1a} часто делают больше, чем это соответствует безударному входу).

Отсюда получается оптимальное значение кавитационного коэффициента быстроходности

$$S_{opt} \equiv \left(\frac{n}{100}\right)^2 \frac{V}{k\Delta h^{3/2}} = 2{,}61.$$

Ввиду того что величина S изменяется только тогда, когда изменяются значения λ или угол β_{0a}, то из уравнения (5. 17) следует, что при известных значениях n, V, Δh эта величина одновременно представляет собой критерий для оценки результативности производственных мероприятий, независимо от формы колеса. Эта величина действительно колеблется в широких пределах, а именно в таких пределах, в каких меняются конструкторские мероприятия, в первую очередь форма и число лопаток, а также качество и тщательность производственного выполнения. Но она по существу не зависит от формы колеса и применима одинаковым образом

к осевым и радиальным колесам, быстроходным или тихоходным машинам, предполагая, что работа их происходит при оптимальном значении к. п. д., а не при частичной нагрузке или перегрузке.

Ввиду того что значения λ учитывают влияние трения, кавитационный коэффициент быстроходности S, наряду с углом β_{0a} и качеством выполнения, зависит также от направления потока, т. е. работает ли колесо как насос или как турбина. Имеет также значение число Рейнольдса, следовательно, также масштаб выполнения.

Определенному кавитационному коэффициенту быстроходности S согласно уравнению (5. 17) соответствует дополнительное расчетное разрежение

$$\Delta h = \left[\left(\frac{n}{100}\right)^2 \frac{v}{kS}\right]^{2/3} . \qquad (5.\ 18а)$$

Важен вывод, что высота напора H отсутствует в этом выражении. Это и понятно, потому что играют роль только размеры колеса на всасывающей стороне. Конфигурация лопатки оказывает влияние только на коэффициент λ и, тем самым, (как и угол β_{0a}) на кавитационный коэффициент быстроходности S, смысл которого состоит в том, чтобы дать параметр для оценки принятых мер по повышению антикавитационных качеств насоса. Вследствие сходства выражения для кавитационного коэффициента быстроходности, согласно уравнению (5. 17), с выражением для удельного числа оборотов n, согласно уравнению (4. 2) раздела 27, при $n_q^2 = n^2 V/H^{3/2}$, можно связать оба уравнения, для чего в уравнении (5. 17) вместо $n^2 V$ вводится $n_q^2 H^{3/2}$, откуда получаем

$$S = \frac{1}{k}\left(\frac{n_q}{100}\right)^2 \left(\frac{H}{\Delta h}\right)^{3/2} . \qquad (5.\ 19)$$

Здесь встречается величина $\Delta h/H$, которая представляет коэффициент кавитации σ, введенный Тома. Она связана с параметром S соотношением

$$\sigma = \left(\frac{n_q}{100}\right)^{4/3} \frac{1}{(kS)^{2/3}} \qquad (5.\ 19а)$$

и поэтому изменяется с формой колеса пропорционально $n_q^{4/3}$. Очевидно, что σ остается постоянной только при неизменном значении удельного числа оборотов n_q, следовательно, имеет значительно менее общий характер, чем кавитационный коэффициент быстроходности, но до сих пор весьма широко используется в технической литературе. Ее протекание в зависимости от угла β_{0a} было также показано на фиг. 121. Из уравнения (5. 18а) и (5. 19а) следует что опасность кавитации увеличивается с возрастанием быстроходности насоса.

По изложенным выше соображениям мы используем в дальнейшем только кавитационный коэффициент быстроходности S.

2. Течение при наличии закрутки потока во всасывающем патрубке, т. е. $\alpha_{0a} \neq 90°$, $\delta_r \gtreqless 1$.

Теперь уравнение (5. 13) дает аналогичным образом, как и в подразделе 1, кавитационный коэффициент быстроходности

$$S = \left(\frac{n}{100}\right)^2 \frac{V}{k\Delta h^{3/2}} = \frac{0,09}{\pi} \times$$

$$\times \left[\frac{2g}{\lambda_1 \left(\frac{\delta_r^2}{\cos^2 \beta_{0a} \sin \beta_{0a}} \right)^{2/3} + \lambda_2 \frac{(\delta_r \operatorname{tg} \beta_{0a})^2 + (1 - \delta_r)^2}{(\delta_r \operatorname{tg} \beta_{0a})^{2/3}}} \right]^{3/2}. \quad (5.\ 20)$$

Отсюда можно опять вычислить коэффициент кавитации σ с помощью уравнения (5. 19а).

Оптимальное значение угла β_{0a} получается приравниванием нулю производной выражения в прямоугольных скобках, причем δ_r считается неизменной величиной, после чего имеем

$$\operatorname{tg} (\beta_{0a})_{opt} = \pm \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\lambda_1 + \lambda_2 \left(\frac{1}{\delta_r} - 1\right)^2}{\lambda_1 + \lambda_2}}. \quad (5.\ 21)$$

При наличии крутки на входе, т. е. $\delta_r \neq 1$ требуется, следовательно, увеличение угла β_{0a} у всасывающей кромки, независимо от того, направлена ли закрутка по или навстречу вращению колеса (фиг. 122). Следует особо отметить, что это увеличение необходимо также при наличии закрутки против вращения (когда δ_r больше единицы), следовательно, происходит сильное возрастание меридиональной скорости c_{0m} и тем самым снижение диаметра D_s, что опять согласуется с уравнением (5. 8). Если это оптимальное значение угла β_{0a} ввести в уравнение (5. 20), то оптимальная величина коэффициента S получится при любом значении крутки δ_r в точке a_1 всасывающей кромки, после преобразования и введения земного ускорения $g = 9,81$ *м/сек*

Фиг. 122. Влияние закрутки потока на входе в рабочее колесо, характеризуемое величиной $\delta_r = 1 - c_{0u}/u_{1a}$, на оптимальные параметры границы кавитации. Кривая *1* — оптимальный угол β_{0a} в точке a_1 (см. фиг. 120). Кривая *2* — кавитационный коэффициент быстроходности.

$$S_{opt} \equiv \frac{\left(\frac{n}{100}\right)^2 V}{k\Delta h^{3/2}} = \frac{0,96}{\sqrt{\lambda_1 + \lambda_2}\left[\lambda_1 \delta_r^2 + \lambda_2 (1 - \delta_r)^2\right]}. \quad (5.\ 22)$$

Эта оптимальная величина S изменяется очень сильно в зависимости от значения крутки δ_r; это можно видеть на фиг. 122 при значениях $\lambda_1 = 0,3$ и $\lambda_2 = 1,2$. Максимального значения он достигает

не в случае отсутствия крутки на входе, а при такой крутке по вращению, которая получается в результате приравнивания нулю производной выражения в прямоугольных скобках приведенного выше уравнения

$$(\delta_r)_{opt} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}. \qquad (5.23)$$

При этом величина коэффициента S возрастает согласно уравнению (5. 22) до величины

$$(S_{opt})_{\max} = 0{,}96 \frac{\sqrt{\lambda_1 + \lambda_2}}{\lambda_1 \lambda_2}. \qquad (5.24)$$

Это значение, согласно начерченной кривой, на 24% лучше, чем при отсутствии крутки.

Всасывающую способность можно заметно улучшить, путем применения умеренной закрутки потока на входе по вращению. Однако, если эта крутка по вращению создается колесом (предвключенной ступенью), вращающимся с пониженным числом оборотов, то ее целесообразно значительно усилить по сравнению с полученным выше оптимальным значением. Следует учесть, что коэффициент крутки δ_r (даже в случае постоянства момента количества движения) изменяется в зависимости от радиуса r и рекомендуемые выше значения относятся только к точке a_1 всасывающей кромки лопатки (диаметр D_s).

38. РАСЧЕТ НАИБОЛЬШЕЙ ДОПУСТИМОЙ ВЫСОТЫ ВСАСЫВАНИЯ

Общая наибольшая допустимая высота всасывания составляет согласно уравнению (5. 4)

$$(H_s')_{\max} = A - H_t - \Delta h \qquad (5.25)$$

или допустимое дополнительное расчетное разрежение

$$\Delta h = A - H_t - (H_s')_{\max}. \qquad (5.25а)$$

Следовательно, для оценки допустимого коэффициента кавитации насосов можно написать

$$\sigma = \frac{A - H_t - (H_s')_{\max}}{H}. \qquad (5.26)$$

Для многоступенчатых насосов здесь за величину H, естественно, принимается только высота напора на первой ступени. Если вода имеет высокое содержание газов, в особенности агрессивного характера, то рекомендуется выбирать H_t несколько больше, чем это определяется по уравнению (5. 1а).

а) Вход без крутки, $\sigma_0 = 90°$. Допустимое дополнительное расчетное разрежение Δh можно определить через кавитационный коэффициент быстроходности S из уравнения (5. 17). Этот коэффициент

определяется экспериментально. Исходя из определенных коэффициентов λ_1 и λ_2, уравнение (5. 16) дает кавитационный коэффициент быстроходности S при осевом входе. На фиг. 121 показано протекание этой величины в зависимости от входного угла β_{0a}. При этом принято $\lambda_1 = 0{,}3$, $\lambda_2 = 1{,}2$. Эти значения соответствуют в среднем экспериментальным данным для лопаток с одинарной и двоякой кривизной. В конце предыдущего раздела оптимальное значение коэффициента S было вычислено равным 2,61 при данных значениях λ; следует заметить, что он может колебаться в широких пределах в зависимости от тщательности выполнения конструкции. Эти колебания усиливаются вследствие трудности экспериментального определения начала кавитации и вследствие сильной зависимости от степени отклонения от расчетного режима, т. е. от характера удара потока при входе. К этому следует еще добавить влияние размеров машины. Ввиду того что кавитационный коэффициент быстроходности представляет критерий для оценки мероприятий, которые может осуществить изготовитель, необходимо также учесть сильное влияние входного угла β_{0a}, кривая зависимости от которого показана на фиг. 121. Для обычных насосов массового производства, у которых, как правило, не придается особого значения большой всасывающей способности, можно в среднем принять следующие значения коэффициента S, причем необходимо также учесть, что эти значения сильно снижаются при отклонении от режимов безударного входа:

1. Для радиального колеса с рабочими лопатками двоякой кривизны, удлиненными во всасывающий патрубок, как показано на фиг. 120, оптимальный коэффициент S приблизительно равняется 3.

2. У осевого колеса величину S удается довести приблизительно до 2,4.

3. Такие же значения коэффициента S применимы для радиальных колес с лопатками одинарной кривизны и с параллельной оси всасывающей кромкой. Если эти лопатки с одинарной кривизной наклонно срезаются и удлиняются к втулке (см. раздел 48), то этим достигается улучшение коэффициента S. Однако необходимо иметь в виду, что при тщательном изготовлении можно повысить коэффициент S в 2 или даже 3 раза по сравнению с указанными значениями.

По значению коэффициента S определяется

$$\Delta h = \left[\left(\frac{n}{100}\right)^2 \frac{V}{kS}\right]^{2/3} \tag{5. 27}$$

и отсюда согласно уравнению (5. 25а)

$$(H_s')_{\max} = A - H_t - \left[\left(\frac{n}{100}\right)^2 \frac{V}{kS}\right]^{2/3}. \tag{5. 28}$$

П р и м е р. Требуется определить максимально возможную высоту всасывания для насоса, работающего при $n \approx 1450$ об/мин, с производительностью 100 *л/сек*; отношение диаметров $\frac{d_n}{D_s} = 0{,}5$, следовательно, k равняется 0,75 согласно формуле (5. 9), качество

выполнения — среднее. При кавитационном коэффициенте быстроходности $S = 2,4$ уравнение (5. 27) дает

$$\Delta h = \left(14,5^2 \frac{0,1}{0,75 \cdot 2,4}\right)^{2/3} = 5,15 \text{ м}.$$

1. Если насос подает холодную воду, то в уравнение (28) вводится приблизительное значение $H_t \approx 0,2$. Положив в основу предполагаемое на месте установки минимальное барометрическое давление $A = 9,5$ м, получим общую высоту всасывания равной 9,5—0,2—5,15 = 4,15 м; согласно уравнению (5. 2) собственно высота всасывания, отнесенная к оси горизонтального вала, будет меньше на $D_1/2$. Влияние температуры воды на высоту всасывания показано на фиг. 123.

2. Если насос подает горячую воду для питания котла при температуре выше 100° или отсасывает под вакуумом конденсат из конденсатора какой-либо паровой турбины, то давление A на зеркало всасываемой воды практически равняется давлению пара H_t, следовательно, $A - H_t = 0$, откуда, согласно уравнению (5. 28)

$$(H_s')_{\max} = -\Delta h = -5,15 \text{ м}.$$

Наибольшая возможная высота всасывания в последнем случае превращается в необходимую высоту подпора, которая равняется дополнительному расчетному разрежению Δh. Давление в наивысшей точке входа насоса должно быть, следовательно, на эту величину больше давления в паровом пространстве конденсатора, выраженного в метрах столба горячей воды. На уровне оси вала к этому давлению добавляется еще величина $D_1/2$. Большей частью конденсатные насосы работают при кавитации, потому что для них высота подачи устанавливается соответственно подаче V вследствие процесса кавитации [190]. Высота напора и вообще форма колеса не имеют значения при этом порядке расчета.

б) Влияние закрутки потока иа входе. Наиболее часто применяется у насосов чисто осевой вход; тем не менее некоторое закручивание входящей воды по направлению вращения колеса создает преимущества, о чем уже говорилось в предыдущем разделе. На фиг. 122 дается представление о характере изменений оптимальных значений угла β_{0a} согласно уравнению (5. 21) (кривая *а*) и коэффициентов S (кривая *б*) согласно уравнению (5. 22). Наивысшая всасывающая способность достигается согласно уравнениям (5. 21), (5. 22), (5. 23), при выше принятых значениях λ, относительном коэффициенте крутки $(\delta_r)_{opt} = 0,8$ и угле притекания $(\beta_{0a})_{opt} = 19°27'$, чему соответствует кавитационный коэффициент быстроходности $(S_{opt})_{\max} = 3,26$.

Коэффициент S возрастает, следовательно, по сравнению с чисто осевым входом с 2,61 до 3,26, т. е. на 24%. Путем установки соответствующей входной направляющей решетки, у которой, естественно необходимо обеспечить малое сопротивление трения, при некоторых,

[1] О новых исследованиях насосов для горячей воды сообщает Пеннингтон [189].

обстоятельствах кавитация предотвращается или устраняется. Это тем более важно, что и к. п. д. улучшается при наличии умеренной закрутки по потоку и что входной направляющий аппарат выравнивающим образом действует на поток.

При дальнейшем возрастании закрутки по вращению или в случае закрутки против вращения кривая b быстро падает и приближается асимптотически к оси δ_r. Закрутка против вращения во всех случаях уменьшает допустимую высоту всасывания. Известно, кроме того, что к. п. д. также ухудшается.

Если закрутка по потоку создается предвключенным рабочим колесом (который в этом случае должен вращаться с меньшим числом оборотов и его собственно следует считать предвключенным насосом), то отпадают приведенные выше ограничения, потому что с возникновением крутки не связано какое-либо падение давления.

39. ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА РЕЙНОЛЬДСА, ОСОБЕННО РАЗМЕРОВ МАШИНЫ, НА ГРАНИЦУ КАВИТАЦИИ

До сих пор мы считали постоянным влияние трения, т. е. пренебрегали различием чисел Рейнольдса и относительной шероховатости, которое в особенности неизбежно при переходе от малых размеров модели к большим конструкциям. Если сначала рассмотреть величину коэффициента кавитации $\sigma = \frac{\Delta h}{H}$, который (см. конец раздела 37) должен быть пропорциональным $n_q^{4/3}$, следовательно постоянным при одинаковой форме колеса, то трение можно учесть, если, с одной стороны, вместо H ввести работу на лопатках H_{th}, и, с другой стороны, принять во внимание, что трение на входе в колесо, т. е. между точками, где создается разность давления Δh, уменьшает располагаемую величину разрежения Δh, расходуемую на изменение скорости. Тогда получим коэффициент, позволяющий учитывать указанные влияния:

$$\sigma_1 = \frac{\Delta h\,(1-\zeta)}{H_{th}} = \frac{\Delta h}{H}\,\eta_h\,(1-\zeta) = \sigma\eta_h\,(1-\zeta).$$

Значение $1-\zeta$ должно иметь порядок величины η_h. Если обозначить $\eta_h\,(1-\zeta) = \eta_h^\gamma$, то получим

$$\sigma = \frac{\Delta h}{H} = \frac{\sigma_1}{\eta_h^\gamma}, \tag{5.29}$$

причем показатель степени γ находится между 1 и 2, ближе к цифре 2.

Коэффициент σ_1 зависит только от формы колеса. Если принять число оборотов n_q как определяющий параметр, что, конечно, допустимо с известными оговорками, то σ_1 также пропорционален $n_q^{4/3}$ и не зависит от масштаба выполнения, числа оборотов или характера жидкости, тем более, что входной угол β_0 может колебаться только в узких пределах. Если принять, что показатель степени γ ориенти-

ровочно равняется 2, то величину $\frac{\sigma\eta_h^2}{n_q^{4/3}}$ также следует считать постоянной (хотя Г. Г. Андерсон в опубликованной работе [191] приводит экспериментальные данные, которые позволяют сделать вывод о более высоком значении показателя степени γ, чем 2, что однако мало правдоподобно). При одинаковой форме колеса, т. е. при одинаковом n_q коэффициент σ будет тем больше, чем меньше η_h. Следовательно, большие насосы обладают лучшей всасывающей способностью, чем малые.

Если перенести эти выводы на кавитационный коэффициент быстроходности S на основании уравнения (5. 29), то получится, что S должен изменяться пропорционально $\eta_h^{3/2}$.

Отсюда вытекает, что размеры машины оказывают очень сильное влияние на величину S и тем самым на Δh, т. е. на допустимую высоту всасывания. Здесь находит отчасти свое объяснение колебания коэффициента S, наблюдаемое на практике. Кроме того, необходимо обратить внимание на то, что у турбин трение оказывает противоположное влияние, т. е. знак у показателя степени меняется на противоположный и для малых турбин допускается бо́льшая высота всасывания, чем для больших турбин.

40. МЕРОПРИЯТИЯ ДЛЯ ДОСТИЖЕНИЯ БОЛЬШОЙ ВЫСОТЫ ВСАСЫВАНИЯ

Если объединить уравнение (5. 4) с уравнением (5. 2), то получится следующее выражение для максимальной высоты всасывания

$$(e_s')_{max} = A - H_t - Z_s - \frac{c_0^2}{2g} - \Delta h. \qquad (5.30)$$

Отсюда следует, что всасывающую способность данного насоса можно повысить следующими мероприятиями:

а) Мероприятия, не связанные с изменением конструкции самого насоса.

аа) Расположение насоса не высоко над уровнем моря, так как при этом атмосферное давление A наиболее высоко. Последнее колеблется во времени на $\pm 5\%$ около следующих средних значений:

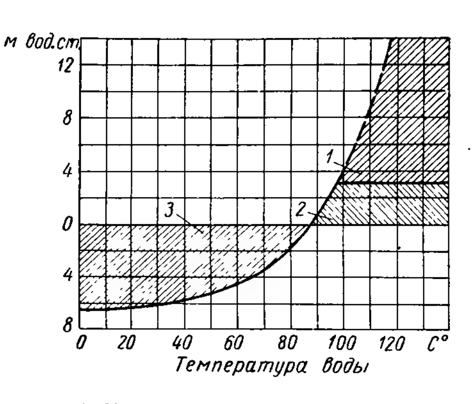
высота h над уровнем моря в *м*	0	500	1000	2000
атмосферное давление A в *м* вод. ст.	10,3	9,7	9,2	8,1.

В общем виде $A = (1 - 2{,}4 \cdot 10^{-5} h)^5 A_0$, где A_0 равно значению A у поверхности земли [192]. При расчете берется значение на 5% меньше. Значения A изменяются для других жидкостей обратно пропорционально удельному весу.

аб) Применение возможно более холодной воды, потому что согласно таблице водяных паров значение H становится малым. Для того, чтобы создать ясное представление о влиянии температуры воды, на фиг. 123 изображена кривая изменения общей высоты всасывания H_s' для обычного радиального колеса при предположении, что при холодной воде достигается $H_s' = 6{,}5$ *м*. Отсюда при

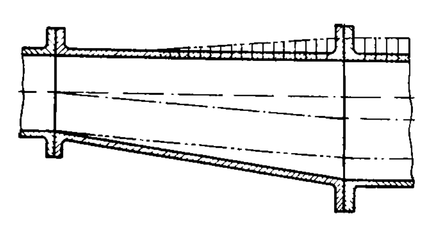
температуре 89° создание разрежения во всасывающем патрубке относительно давления над зеркалом всасываемой воды становится невозможным.

ав) Уменьшение сопротивления линий всасывания Z_s и тщательное уплотнение всасывающего трубопровода, т. е. большой диаметр в свету, по возможности незначительная длина, устранение резких изгибов, которые, прежде всего, не должны лежать в различных плоскостях. При определении размеров в основу берется скорость воды от 1 до 2 *м/сек*, в связи с чем сечение всасывающего трубопровода сужается при переходе к всасывающему патрубку насоса. Нецелесообразно выбирать меньшее значение, чем 0,8 *м/сек* из-за опасности выделения воздуха и коррозии (даже в напорных трубопроводах). Преимущественно следует применять короткие вертикальные трубопроводы. Если они исключаются вследствие местных условий, то всасывающий трубопровод следует прокладывать с подъемом к насосу по крайней мере 2 *см* на 1 *м* длины, чтобы не могли образовываться воздушные мешки, которые сужают сечение и могут привести к обрыву столба воды. Если неизбежна прокладка всасывающего трубопровода через высоко лежащее место, то в наиболее высоком месте следует присоединить устройство для удаления воздуха (например, воздушный струйный насос). Горизонтальные конические сужающиеся переходы труб (фиг. 124) следует выполнять так, чтобы верхняя линия этой трубы была расположена горизонтально. Для предотвращения подсасывания воздуха через неплотности необходимо герметичность всасывающего трубопровода испытать давлением воды перед присоединением к насосу. Если всасывающий трубопровод уложен в земле, то следует применять муфты, а не фланцевые соединения. У всасы-



Фиг. 123. Максимально допустимая высота всасывания H_s в зависимости от температуры воды:

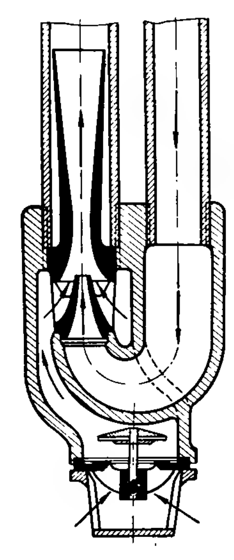
1 — избыточное давление H_t — A над зеркалом всасываемой воды; 2 — высота подачи + сопротивление внутри всасывающего трубопровода; 3 — высота всасывания + сопротивление внутри всасывающего трубопровода.



Фиг. 124. Устранение воздушных мешков во всасывающем трубопроводе.

вающего трубопровода большого диаметра необходимо расположить и сконструировать всасывающее отверстие во всасывающей шахте и сконструировать самую всасывающую шахту таким образом, чтобы вода не приобрела вращательного движения [193] (см. также раздел 36).

аг) Предвключение добавочного насоса, расположенного возможно глубже и работающего при малом числе оборотов. Особую, применяющуюся в малых установках, конструкцию для засасывания с больших глубин представляет собой эжектор, работающий водой, подаваемой из нагнетательного трубопровода основного насоса, и находящийся в нижнем конце всасывающего трубопровода (фиг. 125).



Фиг. 125. Устройства для глубокого всасывания с обратным клапаном.

б) **Мероприятия, связанные с конструкцией насоса.** Эти мероприятия состоят в том, чтобы поддерживать минимальным разрежение Δh; у многоступенчатых насосов их следует применять только на первой ступени.

ба) Возможно малое удельное число оборотов и применение наиболее благоприятного входного угла для устранения кавитации. К этому относится также разделение расхода (двух- и многопоточное всасывание) при постоянном числе оборотов. Разделение высоты напора на несколько ступеней имеет значение только тогда, когда одновременно снижается число оборотов.

бб) Увеличение рабочей площади лопаток путем удлинения лопатки в осевом направлении (в сторону всасывающего патрубка) также у тихоходных машин (это выгодно также для получения стабильной характеристики). Увеличение рабочей площади лопаток путем повышения числа лопаток выше нормального значения не создает какого-либо улучшения из-за сужения входа в колесо; аналогично ненормально низкое число лопаток уменьшает высоту всасывания.

бв) Устранение резких изменений направления у входа в колесо и во всасывающем патрубке.

бг) Гладкие стенки и закругление входных кромок лопатки.

бд) Применение входного направляющего аппарата с небольшой круткой потока по вращению на входе в рабочее колесо (c_{0u}/u_{1a} приблизительно берется от $^1/_5$ до $^1/_8$) улучшает всасывающую способность. У лопаток с двоякой кривизной необходимо в этом случае учесть падение давления по направлению к оси. Если необходимо сохранить осевой вход, то установка направляющего аппарата с малым сопротивлением (перед входом) оказывается благоприятной, поскольку перед колесом имеется значительное изменение направления потока. Закрутку потока, улучшающую всасывающую его

способность, можно создать также увеличением трения о стенки в области всасывания, если там, на достаточном расстоянии от колеса, создать тангенциальные силы с помощью насечек или специальных выступов. Применение щелей в лопатках, т. е. разрезных профилей не дало положительных результатов [195]. В противоположность этому подача воздуха во всасывающий трубопровод [196], [197], а также непосредственно в места образования пустот давали благоприятные результаты.

41. КАВИТАЦИЯ ПРИ НАЛИЧИИ УДАРА НА ВХОДЕ

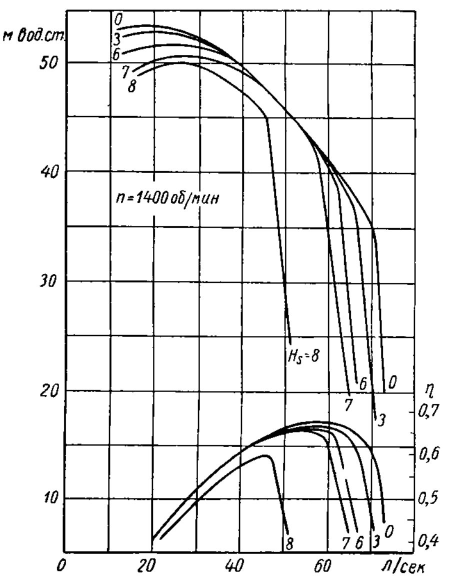
До настоящего времени мы рассматривали процесс кавитации только в области нормальной нагрузки, следовательно, при безударном входе. Но следует принять во внимание, что опасность кавитации возрастает, когда происходит переход к частичной нагрузке или перегрузке.

При отсутствии удара критическая точка течения находится на острие лопатки. Согласно выводам раздела 19 место наименьшего давления на всасывающей стороне лопатки необходимо искать примерно на уровне впускного сечения. Если увеличивается входной угол β_{0a}, т. е. угол нагрузки колеса по расходу, то критическая точка, которая представляет место повышенного давления, перемещается на всасывающую сторону лопатки, причем тем дальше от кромки лопатки по направлению потока, чем больше угол втекания β_0 увеличивается по сравнению с углом при безударном входе. Тогда место наименьшего давления перемещается, очевидно к напорной стороне (передней стороне) лопатки, причем линия тока, примыкающая к застойной точке, обтекает кромку лопатки. Величина падения давления при этом состоянии потока увеличивается также и вследствие возрастания средней скорости, так что опасность кавитации при повышении расхода по сравнению с номинальным всегда усиливается.

С другой стороны, если расход уменьшается и тем самым уменьшается угол входа на лопатку по сравнению с углом при безударном входе, то критическая точка смещается на напорную сторону лопатки [198]. Место наименьшего давления сохраняется, следовательно, на всасывающей стороне, но приближается к кромке лопатки, вследствие чего должно было бы увеличиваться разрежение Δh, если бы одновременно не снижался скоростной напор. У лопаток двоякой кривизны реже наблюдается кавитация при частичной нагрузке по той причине, что в наружной части входного патрубка возникает мертвая зона B, изображенная на фиг. 257, и, следовательно, опасная область исключается.

На фиг. 126 показаны характеристики для различных высот всасывания, взятые из диссертации Нюлля; они подтверждают изложенные выводы. Как видно на фигуре, падение напоров особенно сильно при повышенных расходах. Но также в области малых расходов напорные характеристики показывают снижение, в то время как кривые к. п. д. претерпевают здесь лишь незначительные изменения.

Если определять для любой точки напорной характеристики коэффициент кавитации σ экспериментальным путем, то эта величина приобретает свое минимальное значение при расходах несколько выше нормального и в общем сильно увеличивается с ростом расхода. С помощью стробоскопа можно непосредственно наблюдать за процессом кавитации и на основании этого сделать точные выводы. При этом можно также определить упомянутую выше кавитацию на всасывающей стороне при пониженных расходах, которую трудно обнаружить другим способом, потому что она очень слабо или совершенно не отражается на снижении расхода или падении к. п. д. Дзяллас [199] определил этим способом (на режимах работы насоса, приведенных на фиг. 127) кривую изменения σ на предельных по кавитации режимах, причем особо характерным является кавитация на напорной и на всасывающей сторонах насоса.



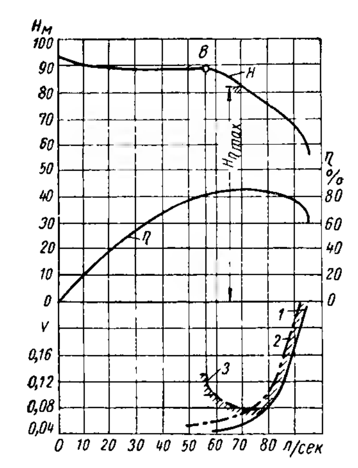
Фиг. 126. Влияние высоты всасывания на протекание характеристики насоса.

Сплошная кривая на фиг. 127 характеризует полное развитие кавитации на напорной стороне. Ее начало определяется пунктирной линией. Свободной от кавитации остается, следовательно, только область между заштрихованными линиями. Если расход становится меньше, чем в точке B напорной характеристики, то больше не наблюдается кавитации в рабочем колесе данного насоса, потому что на входе в колесо возникает вращательное движение воды, что увеличивает абсолютную входную скорость. Это вращение воды вызывается обратными токами воды из рабочего колеса вследствие наклонного положения входной кромки. Но при этих малых нагрузках кавитация происходит на входе в направляющий аппарат, а именно на всасывающей стороне направляющих лопаток, несмотря на высокое давление в зазоре.

Если с помощью уравнения (5. 19) определить коэффициент S по значениям σ (при предположении $k = 0{,}75$), то получаются кривые, изображенные на фиг. 128, с оптимальным значением $S = 5{,}2$ при небольшой перегрузке по расходу. Можно видеть, что коэффициент S уменьшается по обеим сторонам от оптимального значения. Как это отражается на высоте всасывания, можно

судить по кривой $H'_{s\,max}$, построенной внизу фиг. 128. При этом насос лучше всего всасывает при незначительном превышении нормальной нагрузки.

Эти характерные кривые коэффициента S справедливы также для осевых насосов [200] с оговоркой, что здесь оптимальное его зна-



Фиг. 127. Изменение коэффициента кавитации в зависимости от расхода центробежного насоса и характеристика насоса при 2970 об/мин:

1 — граница полностью развитой кавитации на напорной стороне; *2* — начало кавитации на напорной стороне (предельно допустимый расход); *3* — начало кавитации на всасывающей стороне.

Фиг. 128. Изменения кавитационного коэффициента быстроходности (дополнение к фиг. 127):

1 — граница полностью развитой кавитации на напорной стороне; *2* — начало кавитации на напорной стороне (предельно допустимый расход); *3* — начало кавитации на всасывающей стороне.

чение в тем большей степени перемещается в сторону повышенных расходов, чем более плоский профиль имеют рабочие лопатки.

При этом следует отметить, что полученные значения кавитационных коэффициентов быстроходности для радиальных и осевых насосов мало отличаются друг от друга, несмотря на разнообразие конструктивных форм и различие методов измерения [201].

42. ОБРАЗОВАНИЕ ПУСТОТ ВСЛЕДСТВИЕ ВЫДЕЛЕНИЯ ГАЗОВ

При понижении давления из воды выделяется воздух, что также приводит к образованию пустот. Согласно закону Генри-Дальтона объем воздуха в растворимой жидкости является постоянным при любом давлении и зависит только от температуры; объем растворенного воздуха уменьшается с ростом температуры. Например, вода при 20° С растворяет 0,02 объемных части, при 100° — 0,015 объемных части воздуха. Вследствие этого при подъеме воды во всасывающем трубопроводе, когда давление должно снижаться

с атмосферного A до значения h_1, растворенный воздух увеличивает свой объем в A/h_1 раз и часть его $(0{,}02A/h_1 - 1)$ объемных частей выделяется в виде мелких воздушных пузырьков, если для этого имеется достаточно времени.

Образование воздушных полостей значительно менее неприятно, чем паровых. В частности отсутствует сильный шум и разрушение материала, так как в данном случае нет химического воздействия. Снижение к. п. д. также наблюдается лишь при сильном обогащении воздухом. Имеются даже попытки сделать безвредным образование паровых полостей путем введения воздуха в места их возникновения, потому что наличие воздуха смягчает процесс конденсации пара и разрушения паровых пузырей. В случае высокого насыщения воды воздухом $\alpha = a/a_s$ (где a — количество растворенного воздуха и a_s — содержание воздуха в насыщенной воде, максимально возможное при данной температуре), то при снижении давления сперва образуются воздушные полости, а затем только — паровые. Но при этом образовании воздушных полостей принципиально должен сохраняться закон подобия [202], [203] $\sigma = \Delta h/H$, если в выражение для разрежения Δh ввести вместо давления насыщенных паров равновесное давление воздуха, когда при растворенном количестве воздуха $\alpha = a/a_s = 1$. Для практики, однако, начальный период образования воздушных полостей не играет особенной роли, потому что, как упоминалось, у насосов вредные последствия этого весьма незначительны, если не имеет место исключительно высокое перенасыщение или вместо воздуха в воде растворены химически агрессивные газы. Существенно отметить, что на образование водяного пара, т. е. на действительную кавитацию содержание воздуха влияет мало, следовательно, кавитационный коэффициент быстроходности S_{max} или σ_{min}, от которого зависит снижение к. п. д. и начало кавитационного разъедания материала, остается в достаточной степени независимым от содержания воздуха. Только при малом давлении наблюдается заметное влияние выделения растворенного воздуха [204].

43. ОГРАНИЧЕНИЕ РЕЖИМОВ РАБОТЫ КОМПРЕССОРОВ СВЕРХЗВУКОВЫМИ ЯВЛЕНИЯМИ

В разделах 14 и 34 уже указывалось, что при замедленном течении газа наличие сверхзвуковых скоростей приводит к скачкам уплотнения и соответственно к такому же ухудшению к. п. д., как и кавитации у водяных машин. Следовательно скорости газа в компрессоре по возможности должны быть ниже скорости звука.

Если наблюдаемые давления при кавитации следует сравнивать с давлением паров жидкости, то здесь аналогичным образом сравниваются скорости потока со скоростью звука или другими словами, вводится в рассмотрение число Маха. Скорость распространения звука дана уравнениями (253) — (256) раздела 14.

При сжатии газов и, соответственно, при замедлении скорости наряду со скачками уплотнения возникают еще другие потери,

которые обусловлены отчасти нагреванием из-за потерь на трение, отчасти повышенной чувствительностью к сильному расширению сечений. По этим причинам оптимальные значения к. п. д. всегда лежат значительно ниже границ перехода через скорости звука [1]. Это предварительное падение к. п. д. неизбежно (что противоположно поведению насосов при кавитации, когда к. п. д. до начала образования пустот остается либо неизменным, либо даже несколько повышается перед падением). Поэтому можно считать правильной при конструировании компрессора тенденцию достаточного удаления от скоростей звука.

Могут быть случаи, когда приходится мириться со снижением к. п. д., обусловленным интенсивным торможением потока и идти на предельные значения приближения к скорости звука. Рассмотрим теперь способы определения этих предельных значений. При этом мы должны иметь в виду, что слабый скачок уплотнения не вызывает больших потерь, чем постепенное торможение потока [206].

Места наибольших скоростей в компрессоре большей частью соответствует местам, опасным по кавитации у водяных машин. Широкая аналогия процесса перехода через скорость звука становится ясной с явлениями кавитации. Если напомнить, что скорость звука a пропорциональна корню из абсолютной температуры и что там, где давление повышается, растет также и температура, то становится ясно, что в диапазоне повышенных давлений почти также редко наблюдается приближение местных повышенных скоростей к скорости звука, как и возникновение кавитации в случае перемещения воды. Конечно, при этом необходимо принять во внимание, что температура не так быстро повышается как давление и поэтому в зоне повышенных давлений возникновение кавитации все же значительно менее вероятно, чем возникновение чисел Маха больше 1.

Сверхзвуковые течения следовательно, почти всегда возникают как правило на входе в рабочее колесо, т. е. непосредственно за всасывающей кромкой $a_1 i_1$, и самая крайняя точка a_1 этой кромки представляет наиболее опасное место (фиг. 12).

Для определения максимальной скорости w_{max} за входом в рабочее колесо можно использовать соотношение

$$(w_{max})^2 = (1 + \lambda)\, w_{0\,a}^2, \tag{5. 30a}$$

где индекс 0 относится к месту непосредственно перед лопаткой, а $w_{0\,a}$, как и выше — относительная скорость втекающего потока в точке a_1. Коэффициент λ следует также оценивать как и λ_1 в уравнении (5. 7), который в среднем принимался равным 0,3. В данном случае можно выбрать несколько меньшее значение, а именно между

---

[1] Данное указание автора справедливо по отношению к компрессорам, спроектированным на дозвуковые скорости обтекания.

При специальном проектировании, ориентирующемся на сверхзвуковые скорости (так называемые «сверхзвуковые компрессоры»), оптимальные, и притом достаточно высокие значения к. п. д. достигаются именно при сверхзвуковых относительных скоростях и при переходе на дозвуковые скорости наблюдается заметное падение к. п. д. *Прим. ред.*

0,2 и 0,3. Опыты [207] показали, что эти значения вполне допустимы; исследования *NACA* центробежных компрессоров [208] показали, что числа Маха могут быть доведены до $w_{0a}/a = 1{,}03$ без серьезного ухудшения к. п. д.

Применение несколько меньшего значения λ по сравнению с применяемыми для водяных машин оправдывается отсутствием разрушения материала, хотя расширение объема в местах повышенной скорости дополнительно увеличивает ее рост; указанная поправка, однако, незначительна при обтекании лопаток или профилей и поэтому можно ею пренебречь [209]. У осевых колес, которые особенно чувствительны к приближению к скорости звука (а также к кавитации) и для которых, соответственно, большое значение имеют последующие расчеты, относительный шаг t/L и форма профиля оказывает большое влияние на допустимое значение λ, как это было также установлено в случае кавитации. С уменьшением шага лопаток указанная чувствительность растет. Эксперименты на изолированных профилях дали большие колебания критического значения w_{0a}/a (при повышении которого сильно возрастает сопротивление профиля) в зависимости от положения и размера наибольшей толщины и кривизны. Конструктор должен тщательно выбрать соотношения, исходя из приведенных соображений, чтобы не превысить названные значения λ.

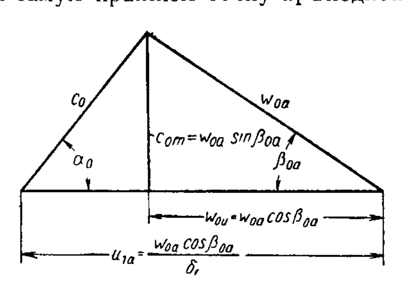
Зависимость от формы профиля менее выражена у центробежных компрессоров и, вследствие уменьшенной входной скорости w_{0a}, вообще значительно меньше опасность перехода через скорость звука.

Входная скорость w_{0a} у радиальных колес с малым удельным числом оборотов большей частью ниже скорости звука. Абсолютная же выходная скорость из рабочего колеса часто ее превышает. В этих случаях, однако, благоприятное воздействие оказывает не только упомянутое выше повышение температуры, но часто также установка безлопаточного направляющего аппарата или лопаточного, но на таком большом радиальном расстоянии от выхода из рабочего колеса, что скорость потока успевает снизиться до дозвуковой. Кроме того, скачок уплотнения после рабочего колеса не обязательно вызывает более высокую потерю, чем постепенное замедление в канале. Скачок уплотнения и связанные с ним потери отсутствуют у безлопаточного направляющего кольца, как это легко доказать на основании закона количества движения.

Направляющие лопатки, конечно, неизбежны у осевых компрессоров. Но здесь не приходится сомневаться в полезности их применения, поскольку, если степень реакции $\mathfrak{r}$ больше $^1/_2$, то, согласно фиг. 173, абсолютная скорость c_3 на выходе из рабочего колеса меньше относительной входной скорости w_0. В случае, когда степень реакции $\mathfrak{r}$ меньше $^1/_2$, что, однако, редко встречается у компрессоров (только у воздуходувок, по схеме Шихта, которые всегда работают при дозвуковых скоростях) скорость c_3 больше входной скорости w_0 и поэтому вход в рабочее колесо определяет условия работы компрессора, если только не имеет места заметное

повышение температуры. Оптимальный случай характеризуется $\tau = ^1/_2$, потому что здесь относительная входная скорость w_0 равняется абсолютной выходной скорости c_3, причем оба они при данном значении $\Delta c_u = c_{3u} - c_{0u}$ имеют минимальное значение и, следовательно, наименьшей является также опасность возникновения сверхзвуковых течений.

В дальнейшем мы будем исходить из наиболее распространенного случая, когда сверхзвуковые скорости возникают сперва на входной кромке лопаток рабочего колеса. Следовательно, как и в случае кавитации рассмотрим самую крайнюю точку a_1 входной кромки $a_1 i_1$ (фиг. 120), потому что в этом месте, согласно сказанному, следует в первую очередь ожидать возникновения сверхзвуковой скорости в относительном течении. Ввиду того что нас интересует только точка a_1, то выше приведенное исследование, как и при кавитации будет применимо одновременно к осевому колесу, причем в этом случае $D_s = D_2 = 2r_a$.



Фиг. 129. Треугольник скоростей на входе рабочего колеса в точке a_1 (см. фиг. 120).

Критический режим обтекания возникает тогда, когда скорость w_{max} сравнивается со скоростью звука a и уравнение (5. 30) принимает вид

$$a^2 = (1 + \lambda)(w_{0a})^2_{крит}. \tag{5. 31}$$

Величина $(w_{0a})_{крит}$ представляет собой при этом «критическую» входную скорость. Знание этого предельного значения w_{0a} согласно уравнению (5. 31), создает возможность непосредственно определить соответствующую окружную скорость u_{1a} в точке a_1 и меридиональную скорость c_{0m}, так как согласно фиг. 129

$$u_{1a} = \frac{w_{0a} \cos\beta_{0a}}{\delta_r}; \tag{5. 31а}$$

$$c_{0m} = w_{0a} \sin\beta_{0a}. \tag{5. 31б}$$

При этом предполагают известными только относительный угол входящего потока β_{0a} и коэффициент закручивания при входе $\delta_r \equiv \frac{w_{0u}}{u_{1a}}$.

Несмотря на простоту приведенной зависимости, однако, лучше применить тот же аналитический метод, как и при анализе кавитационных режимов, поскольку это позволит непосредственно использовать полученные там результаты.

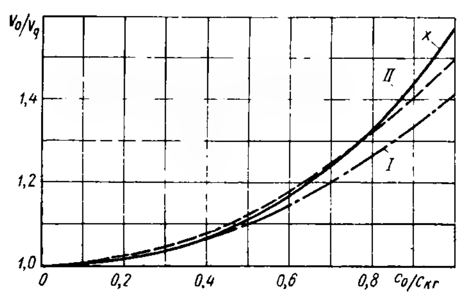
Сравнение уравнений (5. 7) и (5. 31) показывает, что мы можем использовать выводы из уравнения (5. 7), следовательно, все равен-

ства раздела 37 также для определения критического режима по скорости звука, если введем

$$a^2 \text{ вместо } 2g\Delta h; \quad 1+\lambda \text{ вместо } \lambda_1; \quad 0 \text{ вместо } \lambda_2. \qquad (5.32)$$

Следовательно, уравнение (5. 7) можно рассматривать как обобщение уравнений (5. 30) или (5. 31).

Но сперва мы должны учесть, что объемный расход V при течении газа изменяется при переходе от неподвижного состояния в области всасывания, поскольку давление уменьшается в соответствии с законом Бернулли.



Фиг. 130. Отношение объемных расходов V_0/V_g в зависимости от отношения скоростей $c_0/c_{крит}$. Кривая x построена по более точному уравнению (5. 35). Кривые I, II—по уравнению (5. 33), где для a вводится скорость звука a_g или критическая скорость $c_{крит}$.

Изменение плотности на входе в колесо. Абсолютная скорость потока на входе в колесо возрастает при всасывании из неподвижного объема (атмосферы) до величины c_0. Этому соответствует по Бернулли падение давления и, тем самым, увеличение объемной подачи V, измеренной в $м^3/сек$. Исходной мы будем считать величину объемной подачи, соответствующей параметрам воздуха в неподвижном состоянии (так называемые параметры торможения), которую обозначим индексом g. Тогда величина объемной подачи у всасывающей кромки согласно уравнению (2. 59) раздела 14, п.а будет равняться

$$V_0 = V_g\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{c_0}{a}\right)^2\right]. \qquad (5.33)$$

В этом выражении мы будем придавать различные значения величине a по следующим соображениям. Уравнение (5. 33) выведено в разделе 14, п. а как приближенное. На фиг. 130 показаны зависимости отношения объемных подач (удельных объемов) от отношения скоростей $\frac{c_0}{c_{крит}}$, где можно видеть совпадение отношений V_0/V_g в некоторой области с точкой теоретической кривой x, когда величина a выбирается равной:

1) скорости звука a_g, соответствующей параметрам торможения V_g (см. кривую I на фиг. 130)

$$a_g = \sqrt{g\chi RT_g},$$

следовательно для воздуха

$$a_g = 20{,}02\sqrt{T_g}; \qquad (5.34)$$

2) критической скорости $c_{крит}$ (см. кривую II); при этом $c_{крит}$ равняется скорости, достигаемой при так называемом критическом отношении давлений при движении без потерь из состояния V_g (например, в самом узком сечении сопла Лаваля)

$$c_{крит} = \sqrt{2g \frac{\chi}{\chi+1} RT_g},$$

следовательно, для воздуха

$$c_{крит} = 18{,}3\sqrt{T_g}. \tag{5. 34a}$$

Уравнение кривой x вытекает из равенства

$$h_{ad} = \frac{c_0^2}{2g} = \frac{\chi}{\chi-1} RT_g \left[1 - \left(\frac{V_g}{V_0}\right)^{\chi-1}\right]$$

и имеет вид

$$\frac{V_0}{V_g} = \left[1 - \frac{\chi-1}{2} \cdot \frac{c_0^2}{a_g^2}\right]^{-\frac{1}{\chi-1}} = \left[1 - \frac{\chi-1}{\chi+1} \cdot \frac{c_0^2}{c_{крит}^2}\right]^{-\frac{1}{\chi-1}}. \tag{5. 35}$$

Построение всех кривых производится в зависимости от отношения скоростей $c_0/c_{крит}$. Характер кривых показывает, что приближение, выражаемое уравнением (5. 33), вполне достаточно в интересующем нас диапазоне, т. е. когда $c_0/c_{крит}$ меньше 0,8, если в уравнение (5. 33) вводятся следующие значения a: в диапазоне умеренных чисел Маха, приблизительно $c_0/c_{крит} \leqslant {}^1/_2$ значения a_g из уравнения (5. 34); в диапазоне больших чисел Маха, т. е. $c_0/c_{крит} = {}^1/_2 \div 0{,}9$ значения $c_{крит}$ из уравнения (5. 34a). Пользование уравнением (5. 33) представляет известную сложность, потому что c_0 в свою очередь зависит от V_0 в соответствии с уравнением неразрывности.

а) **Вход в колесо без предварительной закрутки**; $\alpha_0 = 90°$; $\delta_r = 1$. В этом случае входная скорость $c_0 = \dfrac{V_0}{\left(\dfrac{k\pi D_s^2}{4}\right)}$, где k учитывает сужение сечения втулкой согласно уравнению (5. 9). Это выражение, если ввести в него значение диаметра D_s из уравнения (5. 8), которое мы запишем в следующем виде

$$D_s = \sqrt[3]{\frac{240V_0}{\pi^2 kn \operatorname{tg} \beta_{0a}}}, \tag{5. 36}$$

переходит в уравнение (5. 33); тогда между величинами V_0 и V_g получается следующая зависимость

$$\frac{V_g}{a^2} \left(\frac{n \operatorname{tg} \beta_{0a}}{\frac{30\sqrt{k}}{\pi}}\right)^{4/3} V_0^{2/3} - 2V_0 + 2V_g = 0. \tag{5. 37}$$

Решение этого уравнения [1] дает следующее значение для относительного прироста объемной подачи

$$\frac{V_0 - V_g}{V_0} \equiv \frac{3}{2} B^{1/3} \left[\left(\sqrt{1+B} + 1 \right)^{1/3} - \left(\sqrt{1+B} - 1 \right)^{1/3} \right], \quad (5.38)$$

если для сокращения ввести

$$B \equiv \frac{1}{54} \left(\frac{\pi n^2 V_g}{30^2 k a^3} \right)^2 \operatorname{tg}^4 \beta_{0a}.$$

Ввиду того что практически имеют значение только углы β_{0a} меньше 45°, величина B настолько мала, что ею можно пренебречь по сравнению с единицей; тогда уравнение (5. 38) перепишется в следующем виде

$$\frac{V_g}{V_0} = 1 - 3 \left(\frac{B}{4} \right)^{1/3}. \quad (5.39)$$

При применении этого результата предполагается, что угол β_{0a} и число оборотов известны; оба эти значения должны быть выбраны с учетом по возможности устранения сверхзвуковых скоростей.

Этот пересчет с V_g на V_0 или, наоборот, очень важен потому что отношение c_0/a может возрастать до 0,6, и тогда согласно уравнению (5. 33) и $V_0 = 1{,}18 V_g$. Этот прирост на 18% является существенным. При наличии предварительного закручивания потока, рассмотренного в подпункте *б*, отношение c_0/a может возрасти и значительно выше 0,6.

Будем в дальнейшем исходить из зависимостей, выведенных в раздел 37, с заменами, произведенными в выражении (5. 32): тогда согласно уравнению (5. 16) раздела 37, получим

$$\frac{n^2 V_0}{k a^3} = \frac{3 a^2}{\pi (1 + \lambda)^{3/2}} \sin \beta_{0a} \cos^2 \beta_{0a}. \quad (5.40)$$

Левая сторона этого уравнения безразмерна. Ее можно обозначить S_0 и рассматривать в качестве критерия допустимости возрастания числа оборотов в дозвуковой области. У данной конструкции, следовательно, при определенном удельном числе оборотов $n_q = \frac{n \sqrt{V_0}}{H^{3/4}}$ этот параметр равняется

$$S_0 = \frac{n^2 V_0}{k a^3} = \frac{n_q^2 H^{3/2}}{k a^3}$$

[1] Заменим $V_0^{1/3} = 1/x$; тогда из уравнения (5. 37), после введения B из выражения (5. 38а), получим

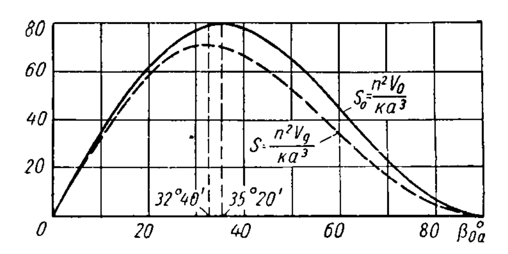
$$2 V_g x^3 + 3 (2 B V_g)^{1/3} x - 2 = 0.$$

Действительный корень этого уравнения имеет вид

$$x = \frac{1}{(2 V_g)^{1/3}} \left[\left(\sqrt{1 + B} + 1 \right)^{1/3} - \left(\sqrt{1 - B} \right)^{1/3} \right].$$

После введения этого значения в выражение $V_g/V_0 = V_g x^3$ и решения полученного кубического бинома, получаем уравнение (5. 38).

и характеризует, одновременно, достижимый напор. Обозначим эту величину звуковой «коэффициент быстроходности», который по своему строению и значению, очевидно, соответствует кавитационному коэффициенту быстроходности S. На фиг. 131 показано протекание кривой S_0 в зависимости от угла β_{0a} при $\lambda = 0{,}25$. Его максимум, который без труда определяется приравниванием нулю производной правой стороны или из уравнения (5. 21), лежит при направлении



Фиг. 131. Зависимость звукового коэффициента быстроходности от угла притекания β_{0a}. Сплошная линия — без учета изменения плотности; пунктирная линия —с учетом изменения плотности.

притекающего потока, определяемом $\operatorname{tg}\beta_{0a} = \sqrt{1/2} = 0{,}708$, что соответствует

$$(\beta_{0a})_{крит} = 35°20'. \tag{5. 41}$$

Следовательно, его значение не зависит от λ. Это легко объясняется тем, что примененный способ исходит из определения области минимального значения w_{0a}. Значение тангенса угла β_{0a} одновременно определяет и коэффициент расхода $\varphi = c_0/u_{1a}$.

Угол β_{0a}, полученный из уравнения (5. 41), не дает точного решения поставленной задачи. При оценке полученного результата следует иметь в виду, что задана не величина V_0, а V_g, причем V_0 изменяется в зависимости от угла β_{0a} согласно уравнению (5. 38), так что оптимум также смещается. Проследим это влияние, для чего в зависимость между V_g и V_0, полученную из уравнения (5. 37),

$$V_g = \frac{V_0}{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{n^2V_0}{ka^3}\right)^{2/3}\left(\frac{\pi}{30^2}\operatorname{tg}^2\beta_{0a}\right)^{2/3}} \tag{5. 42}$$

введем значение V_0 из уравнения (5. 41); тогда получим

$$\frac{n^2V_g}{ka^3} = \frac{30^2}{\pi(1+\lambda)^{3/2}} \cdot \frac{\sin\beta_{0a}\cos^2\beta_{0a}}{1 + \frac{1}{2(1+\lambda)}\sin^2\beta_{0a}}. \tag{5. 43}$$

На фиг. 131 пунктиром нанесена кривая зависимости звукового «коэффициента быстроходности» $S_g = (n^2V_g)/(ka^3)$, отнесенная к параметрам торможения при $\lambda = 0{,}25$. Взаимное положение обеих кри-

вых дает представление о влиянии уменьшения плотности на входе. Наибольшие значения получаются при $\lambda = 0,25$

$$\frac{n^2V_g}{ka^3} = 70,3; \qquad \frac{n^2V_0}{ka^3} = 79,3. \qquad (5.44)$$

Очевидно, оптимальное значение сместилось влево и соответствует, как это можно определить приравниванием нулю первой производной выражения на правой стороне уравнения (5. 43), значению β_{0a} из равенства

$$\mathrm{tg}\,(\beta_{0a})_{opt} = \frac{1}{2}\left[\left(1 + 16\frac{1+\lambda}{3+2\lambda}\right)^{1/2} - 1\right]^{1/2}. \qquad (5.45)$$

Отсюда в диапазоне между $\lambda = 0,2$ и $0,4$ вычисляется оптимальное значение угла $(\beta_{0a})_{opt} = 32°10'—32°30'$, так что это оптимальное значение практически также не зависит от λ. Только при $\lambda = \infty$ получается угол (β_{0a}), согласно уравнению (5. 41), оптимальный для несжимаемой жидкости.

Следует учесть, что этот угол соответствует периферии входного сечения и по направлению к оси приобретает большие значения.

Отсюда можно установить, что желанию по возможности избежать приближения к скорости звука соответствует примерно двойной входной угол лопатки, по сравнению с углами, оптимальными по кавитации при перемещении воды.

Протекание кривой звукового коэффициента быстроходности $S_g = (n^2V_g)/(ka^3)$, которую без труда можно построить по уравнению (5. 43) или по пунктирной кривой на фиг. 131, непосредственно характеризует применимость компрессора в дозвуковой области. При этом обращает на себя внимание то, что низкие значения k, следовательно, большие диаметры втулки, согласно уравнению (5. 9) снижают эту область.

Высота напора на ступень ΔH не играет роли, аналогично случаю кавитации, потому что она не оказывает влияния на w_{max} и, тем самым, на приближение к звуковой скорости. Можно вывести выражение для коэффициента приближения к звуковым скорсстям[1] $\sigma = a^2/(2g\Delta H)$, но это выражение не обладает никакими преимуществами по сравнению с приведенными выше. Однако высота напора на ступени ΔH определяет форму колеса и окружную скорость u_2, следовательно, к. п. д. и нагрузку от центробежных сил.

При расчете центробежных колес большей частью следует учитывать не влияние приближения к скорости звука, а прочность, от которой зависит верхний предел окружной скорости u_2, следовательно, также высота напора. Кроме того, здесь необходимо принять во внимание, что все приведенные выше выводы сделаны при предположении, что входная кромка начинается у стенок осевого всасывающего патрубка, т. е. $D_{1a} = D_s$. В случае применения приклепанных лопаток с одинарной кривизной часто D_{1a} несколько больше D_s.

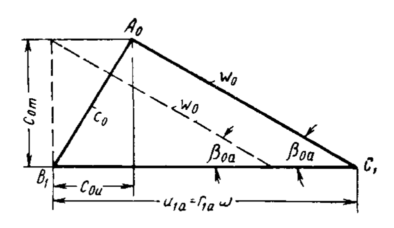
---

[1] По аналогии с «коэффициентом кавитации» (по Тома). *Прим. ред.*

Тогда необходимо выбрать соответственно меньшее значение звукового коэффициента быстроходности. Для осевых компрессоров, очевидно,

$$D_s = D_{1a} = D_a = 2r_a.$$

Числовой пример 1. Следует рассчитать многоступенчатый осевой компрессор газотурбинного двигателя с производительностью $V_g = 36\,000$ *м³/час* $= 10$ *м³/сек*. Если принять оптимальное значение угла $\beta_{0a} = 32°10'$, то согласно фиг. 131 или уравнению (5. 44) при $\lambda = 0{,}25$ критическое значение звукового коэффициента быстроходности $S_g = (n^2V_g)/(ka^3) = 70{,}3$. Эта величина предполагает тщательное профилирование лопатки. При среднем качестве выполнения рекомендуется придерживаться меньших значений звукового коэффициента быстроходности, о чем будет дополнительно сказано в разделе 44. В данном случае должны быть приняты наиболее благоприятные соотношения и выбрано $S_g = 68$.



Фиг. 132. Два треугольника для скоростей на входе, одинаково приближающихся к скорости звука.

Пусть на первой ступени отношение $b/r_a = {}^1/_3$, так что $k = 1-(^2/_3)^2 = 0{,}556$. Принимая далее $a = 330$ *м/сек*, получим число оборотов

$$n = \sqrt{\frac{68\cdot 0{,}556\cdot 330^3}{10}} = 11\,650 \text{ об/мин}$$

или

$$\omega = \frac{\pi n}{30} = 1220 \text{ рад в сек}$$

Из уравнения (5. 44) следует $B = 1{,}67\ 10^{-4}$ и тем самым из уравнения (5. 39) $V_g/V_0 = 0{,}896$, следовательно $V_0 = 11{,}2$ *м³/сек*. Тогда из уравнения (5. 36) получим $D_s = 2r_a = 0{,}404$ *м*, т. е. длина лопатки равняется $r_a - r_i = \frac{r_a}{3} = 67{,}3$ *мм*. Отсюда следует, что окружная скорость на периферии лопатки равняется $u_{1a} = u_a = r_a\omega = 246$ *м/сек* и абсолютная скорость на входе в колесо $c_0 = u_{1a}$ $\operatorname{tg}\beta_{0a} = 155$ *м/сек*.

б) Вход с предварительной закруткой ($\delta_r \neq 1$). Если решили применить вход с предварительной закруткой (положительной или отрицательной) $K_0 = rc_{0u}$ (фиг. 132), то можно произвести последующую проверку следующим образом. V_0 увеличивается вследствие добавления окружной составляющей скорости c_{0u} к ранее рассмотренной начальной скорости c_0, (которая теперь равняется меридиональной составляющей скорости c_{0m}), а также вследствие дополнительного падения давления в требуемом в этом случае входном направляющем аппарате.

Ввиду того что c_{0u} изменяется по радиусу r, рассмотрим прирост объемной подачи на элементе радиуса dr,

$$dV_{0K} = dV_0\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{c_{0u}}{a}\right)^2\right] = 2\pi r dr c_{0m}\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{K_0}{ar}\right)^2\right].$$

Будем считать, что c_{0m} не зависит от r; тогда потенциальное (безвихревое) течение, будет находиться в равновесии только при условии постоянства K_0. Интегрирование между пределами d_n и D_s дает

$$V_{0K} = V_0 + \pi c_{0m}\left(\frac{K_0}{a}\right)^2 \ln\frac{D_s}{d_n}. \tag{5.46}$$

В этом выражении не учтено влияние падения давления из-за трения во входных направляющих лопатках. Хотя в данном случае сильно изменяется возможность приближения к звуковой скорости, но изложенный выше метод расчета можно сохранить, как это показывают следующие рассуждения. Если произвести определение оптимального угла β_{0a} при предположении, что в точке a_1 кромки лопатки имеется окружная составляющая скорости c_{0u} и она характеризуется относительным коэффициентом предварительного закручивания, который был уже введен в разделах 29 и 37, а именно,

$$\delta_r = 1 - \frac{c_{0u}}{u_{1a}} = \frac{w_{0u}}{u_{1a}}, \tag{5.46a}$$

то вновь приходим к уравнению (5. 8), которое можно теперь написать в виде

$$D_s = \sqrt{\frac{240V_{0K}}{\pi^2 k n \delta_r \operatorname{tg}\beta_{0a}}} \tag{5.47}$$

и в соответствии с уравнениями (5. 13) и (5. 32) еще в другом виде [1]

$$\frac{\delta_r^2 n^2 V_{0K}}{ka^3} = \frac{30^2}{\pi(1+\delta)^{2/3}}\cos^2\beta_{0a}\sin\beta_{0a}. \tag{5.48}$$

Выражение на правой стороне уравнения (5. 48) равняется правой стороне уравнения (5. 40), только на левой стороне вместо n появилось произведение $\delta_r n$, так что число оборотов следует просто изменить пропорционально $1/\delta_r$.

После этого дальнейшие исследования приводят к одинаковому оптимальному значению угла $\beta_{0a} = 35°20'$, если пренебречь изменениями объема; соответственно можно считать, что оптимальный угол также останется приближенно равным $32°10'$, если изменения объема учитываются. Последнее значение угла должно лишь незна-

---

[1] Уравнение (5. 47) можно также написать согласно уравнению (4. 14а) раздела 29 при $n = 30\,\omega/\pi$

$$\frac{D_s}{2} = r_s = \sqrt[3]{\frac{V_{0K}}{\pi k\omega\delta_r \operatorname{tg}\beta_{0a}}} \tag{5.47a}$$

чительно уменьшиться вследствие того, что прирост удельного объема усиливается на величину, определяемую приведенным выше уравнением (5. 46). Если значение угла β_{0a} сохраняется, то не изменяется также скорость c_{0m}. Общее выражение для звукового коэффициента быстроходности, отнесенного к входу в рабочее колесо, принимает вид согласно уравнению (5. 48)

$$S_0 \equiv \frac{\delta_r^2 n^2 V_{0K}}{ka^3}. \qquad (5.\ 49)$$

Для этой обобщенной величины звукового коэффициента быстроходности применима без изменения зависимость $(n^2V_0)/(ka^3)$, изображенная на фиг. 131. Ввиду того что $\delta_r \lesseqgtr 1$ в зависимости от положительного или отрицательного значения K_0, т. е. в зависимости от направления предварительной закрутки (по вращению или против него), то соответственно увеличивается или уменьшается число оборотов, соответствующее критической скорости. Это не трудно понять, если учесть, что w_{0a} должна оставаться неизменной. Треугольник скоростей на входе $A_0B_1C_1$ (см. фиг. 132), по сравнению с треугольником (показан пунктиром) для входа без предварительной закрутки расположен так, что w_{0a}, и, кроме того, меридиональная составляющая скорости c_{0m} сохраняют свои значения. Тогда диаметр колеса изменяется только вследствие прироста V_0. В остальном ход расчета остается таким же, как и в случае входа без закрутки.

Числовой пример 2. Рассмотренный выше осевой компрессор должен быть пересчитан для потока с наличием предварительной закрутки K_0, которая создает в крайней точке a_1 входной кромки отношение скоростей $c_{0u}/u = 0{,}2$, следовательно, $\delta_r = 0{,}8$. Прежнее число оборотов 11 650 в минуту может быть повышено при одинаковой близости к скорости звука до 11 650 : 0,8 = 14 560 об/мин ($\omega = 1522$). Если принять это число оборотов и такой же оптимальный угол $\beta_{0a} = 32°10'$, то диаметр колеса останется прежним (если не принимать во внимание соответствующее небольшое увеличение V_0), следовательно, $D_s = D_a = 404$ *мм*, так что $u_{1a} = 0{,}202\,\omega = 308$ *м/сек* и $c_{0u} = 0{,}2u_{1a} = 61{,}6$ *м/сек*, откуда $K_0 = r_a c_{0u} = 0{,}202 \times 61{,}6 = 12{,}43$ *м²/сек*. Согласно уравнению (5. 46) объемная подача увеличивается вследствие усиленного падения давления в первом приближении до

$$V_{0K} = 11{,}2 + \pi\, 155 \left(\frac{12{,}43}{330}\right)^2 \ln 1{,}5 = 11{,}2 + 0{,}282 = 11{,}48 \text{ м}^3/\text{сек}.$$

Полученная незначительная прибавка в 2,5% еще несколько увеличится из-за трения во входных направляющих каналах, но повторение расчета становится излишним. Во всяком случае эта прибавка будет иметь своим последствием то, что диаметр должен быть соответственно увеличен. Учитывая незначительность этого изменения, можно практически принять одинаковый профиль лопатки в крайнем цилиндрическом сечении, который был предусмотрен для входа без закрутки (в то же время профили изменяются в других

цилиндрических сечениях). Из основного уравнения следует, что, несмотря на закрутку потока по вращению величина напора на ступени увеличится пропорционально числу оборотов n, поскольку остается неизменным поворот потока в решетке профилей, т. е.

$$w_{0u} - w_{3u} = c_{3u} - c_{0u}.$$

44. ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖДУ ЗВУКОВЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ БЫСТРОХОДНОСТИ S_0 И ЧИСЛОМ МАХА w_{0a}/a

Коэффициент S_0, очевидно, находится в тесной зависимости от числа Маха w_{0a}/a, причем оказывает влияние также угол β_{0a}. Применение понятия звукового коэффициента быстроходности создает большое преимущество, состоящее в том, что без труда можно выбрать число оборотов в каждом отдельном случае. Но конструктор должен знать число Маха, соответствующее выбранному коэффициенту S_0, потому что при испытаниях решеток лопаток часто используется в качестве параметра число Маха. Поэтому ниже выведена непосредственная зависимость между коэффициентом S_0 и числом Маха, для чего можно воспользоваться формой выражения $S_0 = \frac{(\delta_r^2 n^2 V_{0K})}{(ka^3)}$, отнесенного к входу. Имеем

$$\frac{w_{0a}}{a} = \frac{w_{0a}}{u_{1a}} \cdot \frac{u_{1a}}{a} = \frac{\delta_r}{\cos\beta_{0a}} \cdot \frac{u_{1a}}{a}. \tag{5.50}$$

Так как $u_{1a} = (\pi D_s n)/60$ или, после введения значения D_0 из уравнения (5. 47)

$$u_{1a} = \frac{1}{60}\sqrt[3]{\frac{240\pi}{\operatorname{tg}\beta_{0a}} \frac{n^2 V_{0K}}{\delta_r k}} = \frac{a}{60\delta_r}\sqrt[3]{\frac{240\pi}{\operatorname{tg}\beta_{0a}} \cdot \frac{\delta_r^2 n^2 V_{0K}}{ka^3}},$$

то получим

$$\frac{u_{1a}}{a} = \frac{1}{60\delta_r}\sqrt[3]{\frac{240\pi}{\operatorname{tg}\beta_{0a}} S_0}. \tag{5.51}$$

Отсюда согласно выражению (5. 50), если объединить все численные значения получим

$$\frac{w_{0a}}{a} = \frac{0{,}152}{\cos\beta_{0a}}\sqrt[3]{\frac{S_0}{\operatorname{tg}\beta_{0a}}}. \tag{5.52}$$

Следует отметить, что в полученном равенстве отсутствует коэффициент предварительной закрутки δ_r. Отсюда можно вывести также зависимость звукового коэффициента быстроходности от числа Маха

$$S_0 = \operatorname{tg}\beta_{0a}\left(\frac{\cos\beta_{0a}}{0{,}152} \cdot \frac{w_{0a}}{a}\right)^3,$$

так что этот коэффициент пропорционален третьей степени числа Маха.

Если принять, что положенный в основу коэффициент S_0 характеризует состояние потока при переходе через скорость звука, то

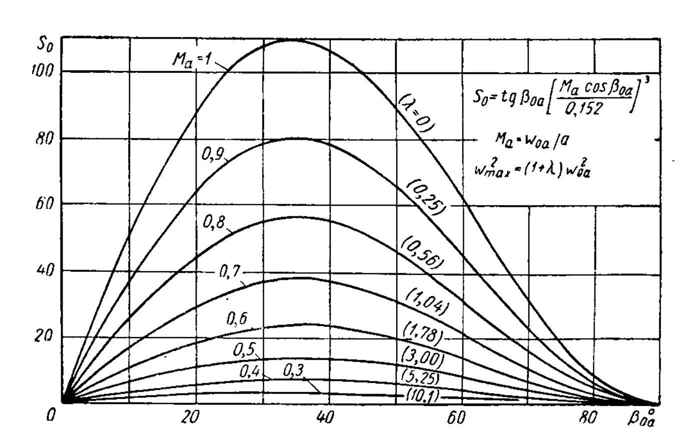
из уравнения (5. 31) получим следующее простое соотношение между числом Маха и коэффициентом λ.

$$\left(\frac{w_{0a}}{a}\right)_{крит} = \frac{1}{\sqrt{1+\lambda}} \tag{5.53}$$

или

$$\lambda = \frac{1}{\left(\frac{w_{0a}}{a}\right)^2} - 1. \tag{5.54}$$

С помощью уравнения (5. 52) можно вычислить число Маха для каждого коэффициента S_0 при данном угле β_{0a}, а из уравнения (5. 54)



Фиг. 133. Зависимость между звуковым коэффициентом быстроходности S_0, числом Маха w_{0a}/a и λ от угла β_{0a}.

можно определить значение коэффициента λ, соответствующее приближению к скорости звука. На фиг. 133 наглядно показана эта зависимость, откуда можно определить соответствующий коэффициент S_0 для любого числа Маха при данном угле β_{0a}.

Дополнительные замечания. Изложенные выше рассуждения показывают, что для компрессоров высокого давления условия на входе при наличии закрутки по вращению колеса значительно более благоприятны, чем при $c_{1u} = 0$. Ниже будет показано (см. раздел 65), что предварительная закрутка по потоку особенно выгодна для осевых компрессоров в сочетании со степенью реакции 50%. В то же время для центробежных компрессоров допустимы лишь незначительные отклонения от радиального входа, чтобы зона возникновения сверхзвуковых скоростей не переместилась к входу в направляющий аппарат. Последнее положение существенно только в случае расположения выходного направляющего аппарата в непосредственной близости к окружности рабочего колеса.

При наличии длинных осевых лопаток интенсивную закрутку на входе вдоль входной кромки часто нельзя сохранить постоянной (следовательно, течение не будет безвихревым), с тем чтобы не слишком сильно закручивать лопатки. Несмотря на это и в этом случае может быть использовано уравнение (5. 46), если ввести среднее значение для K_0.

Важнейшие результаты настоящего раздела состоят в следующем:

1. Учет скачков уплотнения требует применения определенного угла на входной кромке колеса, который почти в 2 раза больше угла, определяемого исходя из опасности кавитации.

2. Значение коэффициента S согласно уравнению (5. 49), представляет параметр для оценки производственных мероприятий во избежание возникновения звуковых скоростей (аналогично кавитационному коэффициенту быстроходности S, характеризующему мероприятия против кавитации). Их значение определяется разобранной выше величиной λ, согласно фиг. 133, если приблизительно придерживаться оптимального угла β_{0a}.

45. СОПОСТАВЛЕНИЕ КАВИТАЦИОННЫХ И ЗВУКОВЫХ ПАРАМЕТРОВ

Аналогия, полученная при рассмотрении явлений кавитации и перехода через скорость звука становится еще более наглядной при следующем сопоставлении параметров

Кавитация	Ультразвук
Расчетная величина дополнительного разрежения $\Delta h = A - H_t - (H_s')_{max}$	Предельная величина скоростного напора $\Delta h = \frac{a^2}{2g}$
Коэффициент кавитации $\sigma = \frac{\Delta h}{H} = \frac{A - H_t - (H_s')_{max}}{H}$	Коэффициент приближения к звуковым скоростям $\sigma = \frac{\Delta h}{H} = \frac{a^2}{2gH_{ступени}} = \left(\frac{a}{C}\right)^2$

Оба значения σ зависят от быстроходности и тщательности изготовления

Кавитационный коэффициент быстроходности $S = \left(\frac{n}{100}\right)^2 \frac{V}{k\Delta h^{3/2}}$	Звуковой коэффициент быстроходности $S = (\delta_r n)^2 \frac{Vg}{ka^3}$

Оба значения S зависят только от тщательности изготовления.

ГЛАВА VI

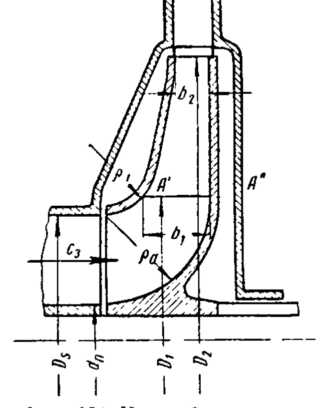
РАДИАЛЬНАЯ ЛОПАТКА ОДИНАРНОЙ КРИВИЗНЫ

Простейшая форма лопатки, которую мы в разделе 26 назвали тихоходной, соответствует сечению колеса, изображенному на фиг. 134. Она рассматривается в первую очередь по той причине, что на ней можно лучше всего пояснить ход расчета.

46. ОБЩИЙ ХОД РАСЧЕТА НА ПРИМЕРЕ ТИХОХОДНОГО КОЛЕСА НАСОСА

Вал. Приближенное определение отверстия для вала предшествует расчету лопатки, по крайней мере в случае центробежного колеса. При этом предварительном расчете ограничиваются определением допустимых напряжений на кручение $\tau_{доп}$, которые следует выбирать соответственно низкими. Исходя из крутящего момента M_d или мощности на валу N в лошадиных силах

$$N = \frac{M_d \omega}{75} = \frac{GH}{75} \eta^{\pm 1},$$



Фиг. 134. Центробежное колесо низкой быстроходности.

где $G = \gamma V$ означает расход в *кг/сек*, получаем диаметр вала

$$d = \sqrt[3]{\frac{16}{\pi} \cdot \frac{M_d}{\tau_{доп}}} = 71 \sqrt[3]{\frac{N}{n\tau_{доп}}} \text{ (см)}. \qquad (6.1)$$

Там, где существенно определение деформации вала и в особенности критическое число оборотов, необходимо дополнительно проверить диаметр вала (см. раздел 121) и особенно осторожно выбрать допустимое напряжение $\tau_{доп}$. Для насосов целесообразно выбирать наибольшее значение N при данном числе оборотов, которое, однако, не обязательно будет соответствовать максимальному расходу.

В среднем можно выбирать:

для одноступенчатых машин $\tau_{доп} = 210$ *кг/см²* и соответственно

$$d = 12 \sqrt[3]{\frac{N}{n}} \ (см); \qquad (6.2)$$

для многоступенчатых машин, у которых имеется большое расстояние между подшипниками и поэтому существует опасность недопустимого прогиба вала, выбирают напряжение меньше, снижая его до 120 *кг/см²*, так что диаметр будет лежать между значениями

$$d = (12 \div 14{,}4) \sqrt[3]{\frac{N}{n}} \ см, \qquad (6.3)$$

возрастая с числом ступеней. Следует обратить внимание, что мощность N растет с кубом числа оборотов при одинаковом колесе, следовательно, диаметр вала d увеличивается пропорционально $n^{2/3}$ или $H^{1/3}$. Кроме предварительного расчета, после окончания проектирования ротора необходим более точный расчет напряжений от скручивания и изгиба, определение деформации вала и в особенности критического числа оборотов (см. раздел 121).

Длинные валы, которые необходимы в случае большого количества ступеней (например, насосы для питания котлов, компрессоры для получения сжатого воздуха), при этом расчете могут при известных обстоятельствах работать при таких низких критических числах оборотов первого порядка, что они должны вращаться при сверхкритической скорости.

Прочность колеса следует проверить только после окончательного расчета лопаток согласно данным, приведенным в разделе 119.

Рабочая лопатка. Предположим, что заданы расход V в *м³/сек*, высота напора H в *м* и число оборотов n в минуту. Первоначально определяют удельное число оборотов $n_q = \frac{n\sqrt{V}}{\sqrt[4]{H^3}}$ и отсюда, согласно разделу 27, делают заключение о предполагаемой форме колеса. Если n_q окажется ниже самого низкого предела, то следует высоту напора H разделить, т. е. перейти к многоступенчатой схеме машины. Кроме того, в случае расчета водяного (жидкостного) насоса можно сразу же (с учетом втулочного отношения K) вычислить наибольшую возможную высоту всасывания с помощью кавитационного коэффициента быстроходности S, согласно разделу 38 и сравнить с требуемой высотой всасывания. В случае подачи воздуха можно проверить близость к звуковой скорости с помощью звукового коэффициента быстроходности S согласно разделам 43 и 44, что, однако, имеет практическое значение только у осевых компрессоров. Эти ориентировочные определения необходимы для того, чтоб своевременно установить рациональное число оборотов. При этом следует напомнить, что можно применять предельные значения для кавитационного коэффициента быстроходности, но следует так выби-

рать звуковой коэффициент быстроходности (число Маха), чтобы по возможности отойти от предельно допустимого значения.

В данном случае мы рассмотрим тихоходное колесо, изображенное на фиг. 134 $n_q = (11 \div 38)$, у которого входная кромка лопатки расположена параллельно оси, как это часто делается. Так как наружная кромка лопатки также параллельиа оси, то мы имеем случай радиальной лопатки одииарной кривизны, начальное и конечное очертание которой нам необходимо определить.

В расчет часто вводится расход V' на 3—10% больше потребного, чтобы учесть неточности расчета и потерю в зазоре. Согласно практическому опыту небольшие добавки применимы при большом отношении диаметров D_2/D_1 для насосов без направляющего аппарата и при иизком коэффициенте S; большие добавки соответственно при малом отношении диаметров D_2/D_1 и при таких кавитационных и звуковых коэффициентах быстроходности, которые лежат на верхнем пределе.

Если предполагается сделать большой выходной угол β_2, а именно, более 50° (при подаче воздуха), то необходимость в запасе по расходу может вообще отпасть. Там, где понижение подачи может привести к неустойчивым режимам работы, в особенности у компрессоров, запас по расходу, следует жестко ограничивать.

Сперва определяем очертания лопатки у входа в колесо, а затем на выходе из колеса.

а) **Входная кромка лопатки.** Начнем с выбора диаметра втулки d_n в соответствии с предварительным определением диаметра вала d. Затем определим диаметр D_s всасывающего патрубка из уравиения неразрывности

$$V' = \frac{\pi}{4}\left(D_s^2 - d_n^2\right) c_s. \tag{6.4}$$

При $c_s = c_{0m} - \varepsilon C$, где $C = \sqrt{2gH}$ величину ε следует выбирать согласно разделу 29, т. е. при данной форме лопатки $\varepsilon = (0,1 \div 0,3)$; нижнее значение применяется для воды, а верхнее — для воздуха, так что для воды (соответственно $H = 10$ до 100 *м*) $c = (1,5 \div 5,0)$ *м/сек* и для воздуха (соответственно $H = 100$ до 6000 *м*, т. е. при $\gamma = 1,2$ *кг/м*^{3}, перепад давлений $p_D - p_S \approx 120$ *мм* вод. ст., до $\sim 1,9$ *кг/см*^{2} абсолютного давления) получается большей частью $c_s = (10 \div 100)$ *м/сек*. Чем больше выбрано ε, тем меньше размеры колеса. Приведенные выше большие значения ε у компрессора соответствуют обычио большим выходным углам β_2 лопатки, поскольку расширение канала остается умеренным. Вообще, как правило, можно отметить, что величину ε следует выбирать тем меиьше, чем меньше должен быть выходной угол β_2. Приведенный выше расчет D_s можно сократить в случае лопатки, которая удлинена в сторону осевого всасывающего патрубка, т. е. имеет двоякую кривизну, благодаря тому, что в этом случае задается непосредственно угол β_{0a} вместо ε и принимается во внимание уравнение (4. 14) раздела (29).

По значению диаметра D_s определяется диаметр входа D_1, где расположены входные кромки лопаток на основании следующих

рассуждений: небольшой диаметр D_1 дает хотя и незначительную относительную входную скорость, но, с другой стороны, приводит в область изогнутых струек потока. Искривление струек потока приводит к переменным по ширине потока скоростям, так что при применении лопатки с одинарной кривизной безударный вход вдоль входной кромки, расположенной параллельно оси, может достигаться только в одной точке. Несмотря на это, входная кромка лопатки с одинарной кривизной может быть расположена в области изгиба траектории струйки, если принять во внимание выводы, изложенные в разделе 48. Приводимые ниже рассуждения относятся в первую очередь к лопаткам, у которых входная кромка расположена параллельно оси, с радиальным обтеканием в меридиональной плоскости. Чтобы иметь возможность рассчитать ширину входа b_1, необходимо выбрать еще входную скорость c_0 или скорость $c_{0m} = c_0 \sin \alpha_0$ при наличии перед входом в колесо закручивающего входного направляющего аппарата. Большей частью c_{0m} принимается равным c_s. После выбора c_{0m} вычисляется ширина

$$b_1 = \frac{V'}{D_1 \pi c_{0m}}, \tag{6. 5}$$

причем принимается $c_{0m} = c_0$, если $\alpha_0 = 90°$. С учетом толщины лопаток определяется скорость c_{1m} согласно уравнению (3. 1) раздела 16

$$c_{1m} = c_{0m} \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}. \tag{6. 6}$$

Коэффициент сужения $\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}$ (эта величина будет подробнее рассмотрена ниже) можно принимать равным 1,10 до 1,25 для водяных насосов и меньше — для воздушных машин. Ввиду того что

$$u_1 = \frac{\pi D_1 n}{60}$$

известно и отклонение потока на входе не учитывается, полученных данных достаточно для построения треугольника скоростей; тем самым входной угол лопатки β_1 определится из равенства

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_1 \sin \alpha_1}{u_1 - c_1 \cos \alpha_1} = \frac{c_{1m}}{u_1 - c_0 \cos \alpha_0}$$

или при $\alpha_1 = \alpha_0 = 90°$

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_1}{u_1}. \tag{6. 7}$$

Теперь можно проверить выбранный коэффициент $\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}$ и уточнить его исходя из выбранных значений толщины s_1 и числа z лопаток с помощью равенства.

$$\sigma_1 = \frac{s_1}{\sin \beta_1}, \qquad t_1 = \frac{\pi D_1}{z}. \tag{6. 8}$$

В случае необходимости расчет следует повторить. Повторение расчета можно избежать в случае $\alpha_0 = 90°$, использовав для этого следующее преобразование. В уравнеиие (6. 7) вводится

$$c_1 = c_0 \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1} = c_0 \frac{t_1}{t_1 - \frac{s_1}{\sin \beta_1}}.$$

Заменив синус на тангенс, получаем квадратное уравнение относительно тангенса входного угла лопатки, откуда непосредственно определяем

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{\frac{c_0}{u_1} + \frac{s_1}{t_1} \sqrt{1 - \left(\frac{s_1}{t_1}\right)^2 + \left(\frac{c_0}{u_1}\right)^2}}{1 - \left(\frac{s_1}{t_1}\right)^2}. \quad (6.7а)$$

Здесь можно пренебречь $(s_1/t_1)^2$ по сравнению с единицей, так что окончательная формула, которую следует применять вместо уравнений (6. 6) и (6. 7) будет иметь вид

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_0}{u_1} + \frac{s_1}{t_1} \sqrt{1 + \left(\frac{c_0}{u_1}\right)^2}. \quad (6.7б)$$

Иногда входной угол лопатки β_1 выполняется несколько больше полученного по расчету значения [210].

Число лопаток z получается из выражения (6. 9) (согласно разделу 3)

$$z = k \frac{r_2 + r_1}{r_2 - r_1} \sin \frac{\beta_2 + \beta_1}{2} = k \frac{D_2 + D_1}{D_2 - D_1} \sin \frac{\beta_2 + \beta_1}{2}. \quad (6.9)$$

Здесь предварительно выбираются ориентировочные значения r_2 или D_2. Коэффициент k тем меньше, чем больше толщина лопатки по сравнению с диаметром колеса и его можно выбирать равным: $k = 6{,}5$ и меньше для литых колес с относительно большой толщиной стенок; $k = 8$ и больше для колес с приклепанными к стенкам листовыми лопатками. У турбокомпрессоров, где необходимо по возможности увеличить высоту напора на каждой ступени, значения k доводят до 11. Толщину s_1 лопатки следует выбирать настолько малой, насколько это позволяют условия производства, чтобы ограничить сужение сечения на входе.

б) Выходная кромка лопатки. Размеры лопатки на выходе определяются первоначально по основному уравнению (3. 25) раздела 20, п. в.

Выходной угол β_2 можно выбрать в соответствии с выводами раздела 24. Чтобы можно было определить треугольник скоростей на выходе, необходимо задаться еще какой-либо определяющей величиной. Так как ширина колеса $в$ должна уменьшаться к периферии, конструктор должен задаваться такой величииой, которая позволила бы заранее предусмотреть форму колеса [1]. Напри-

[1] Это уменьшение ширины b с увеличением r оказывает положительное влияние только у достаточно широких колес, т. е. при достаточно большом отношении $b_1(r_2 - r_1)$, см. [210].

мер, можно исходить из меридиональной скорости $c_{2m} = c \sin \alpha_2$. Большая ширина колеса на выходе имеет тот недостаток, что сечение канала сильно увеличивается к периферии. Кроме того, меридиональная скорость c_{2m} становится малой, вследствие чего уменьшается также угол α_2', а следовательно, сужаются направляющие каналы. В особенности этот малый угол α_2' не выгоден для насосов без выходных направляющих лопаток, потому что путь трения воды в безлопаточном направляющем аппарате удлиняется. Вследствие того что угол α_2' должен лежать в определенных пределах, которые, конечно, различны для разных конструкций, существуют также случаи, когда целесообразно задаваться при расчете именно этой величиной. В случае применения спирального кожуха, как единственного направляющего аппарата, следует применить особый ход расчета (см. раздел 50). Ниже выведены формулы, необходимые для расчета в случае выбора значения c_{2m} или α_2', причем расчет ведется для несжимаемой жидкости. Полученные результаты применимы также для компрессоров вплоть до высоты напора на ступени 2500 *м*, соответственно до числа Маха $u_2/a = 0{,}6$ (a — скорость звука).

1) Расчет при заданной меридиональной скорости $c_{2m} = c_2 \sin \alpha_2$. При выборе скорости c_{2m} необходимо учитывать, что достигаемая высота напора уменьшается с ростом этой скорости, как это будет ниже подтверждено уравнениями (6. 13). Часто приравнивают скорости $c_{2m} = c_{0m}$. Для формы колеса, согласно фиг. 134, часто берется значение $c_{2m} = 0{,}8$ до $0{,}9\ c_{0m}$, если речь идет о подаче воды. При подаче воздуха больше применяется $c_{2m} \approx c_0$. Сперва определяют u_2. Согласно фиг. 83, имеем

$$c_2 \cos \alpha_2 = \overline{BC_2} - \overline{DC_2} = \overline{BC_2} - \frac{\overline{A_2D}}{\operatorname{tg} \beta_2} = u_2 - \frac{c_{2m}}{\operatorname{tg} \beta_2}. \qquad (6.\ 10)$$

Таким образом, согласно основному уравнению

$$gH_{th\infty} = u_2 \left(u_2 - \frac{c_{2m}}{\operatorname{tg} \beta_2} \right) - u_1 c_0 \cos \alpha_0 \qquad (6.\ 10a)$$

или

$$u_2^2 - u_2 \frac{c_{2m}}{\operatorname{tg} \beta_2} = gH_{th\infty} + u_1 c_0 \cos \alpha_0, \qquad (6.\ 11)$$

откуда

$$u_2 = \frac{c_{2m}}{2 \operatorname{tg} \beta_2} \pm \sqrt{\left(\frac{c_{2m}}{2 \operatorname{tg} \beta_2} \right)^2 + gH_{th\infty} + u_1 c_0 \cos \alpha_0}. \qquad (6.\ 12)$$

Отрицательный знак перед корнем можно отбросить, так как он приводит к отрицательной скорости u_2. При входе без предварительной закрутки имеем

$$u_2 = \frac{c_{2m}}{2 \operatorname{tg} \beta_2} + \sqrt{\left(\frac{c_{2m}}{2 \operatorname{tg} \beta_2} \right)^2 + gH_{th\infty}}, \qquad (6.\ 13)$$

тем самым D_2 и b_2 определяются из равенств

$$D_2 = \frac{60u_2}{\pi n}; \qquad (6.14)$$

$$b_2 = \frac{V' \frac{t_2}{t_2 - \sigma_2}}{\pi D_2 c_{2m}}. \qquad (6.15)$$

2) Расчет при заданном угле α_2' или α_3 абсолютной скорости на выходе из колеса. Данный ход расчета ограничим случаем $\alpha_0 = 90°$.

Согласно фиг. 83 имеем

$$u_2 = \overline{BD} + \overline{DC_2} = c_{2m} \operatorname{ctg} \alpha_2 + c_{2m} \operatorname{ctg} \beta_2.$$

Согласно уравнению (3. 51) имеем

$$\operatorname{ctg} \alpha_2 = (1 + p) \operatorname{ctg} \alpha_2',$$

откуда определяем

$$c_{2m} = \frac{u_2}{(1 + p) \operatorname{ctg} \alpha_2' + \operatorname{ctg} \beta_2}. \qquad (6.16)$$

Кроме того,

$$c_{2u}' = c_{3u} = c_{2m} \operatorname{ctg} \alpha_2'$$

или после введения значения c_{2m} из приведенного выше равенства получаем

$$c_{3u} = \frac{u_2}{1 + p + \operatorname{tg} \alpha_2' \operatorname{ctg} \beta_2}. \qquad (6.17)$$

Вводя это значение в уравнение (3. 26а), определим скорость u_2

$$u_2 = \sqrt{gH_{th} (1 + p + \operatorname{tg} \alpha_2' \operatorname{ctg} \beta_2)}. \qquad (6.18)$$

Отсюда определится D_2 и согласно равенству (6. 16) c_{2n}, а согласно равенству (6. 15) и b_2.

В случае выходного лопаточного направляющего аппарата выбирают для водяных насосов $\alpha_2' = 6°$ до 13°, для воздушных машин, т. е. для турбокомпрессоров примерно в полтора раза выше. Для насосов с безлопаточными направляющими аппаратами можно применить большее значение. При применении спиральных кожухов диапазон применяемых углов α_2' или α_3 значительно шире (в обе стороны), потому что в этом случае определяющим параметром является величина $\operatorname{tg} \alpha_3 (b_2/r_2)$ (см. разд. 77, а). Между α_2' и α_3 существует зависимость $\operatorname{tg} \alpha_3 = \operatorname{tg} \alpha_2' (t_2 - \sigma_2)/t_2$.

Очертание покрывного диска колеса между b_1 и b_2 часто определяется так, чтобы меридиональная скорость $c_m = c \sin \alpha$ изменялась монотонно, т. е. переходила от c_{1m} к c_{2m} без максимумов или минимумов. Допустимо, однако, и произвольное профилиро-

вание по плавной кривой, без резких изгибов. У компрессоров с клепанными колесами предпочитают применять прямолинейные, т. е. конусные обводы, учитывая условия изготовления.

Дополнительные замечания. Численные примеры рассмотренного выше способа расчета можно найти в разделе 50. При выборе формы колеса согласно фиг. 134 стремятся выполнить диаметр D_2 равным или немного большим, чем $2—3D_1$, потому что тогда, с одной стороны, образуется достаточное радиальное пространство для размещения лопаток и, с другой стороны, всегда желательно иметь небольшой наружный диаметр [учитывая наружное трение колес согласно уравнению (2. 88)]. Если диаметр D_2 получается слишком большим, то целесообразен переход к многоступенчатой конструкции; если же этот диаметр слишком мал, то может оказаться рациональной многопоточная схема.

У многоступенчатых насосов для жидкости следует в приведенное выше уравнение для H ввести значение напора, приходящееся на одну ступень, следовательно при наличии ступеней $H = \Delta H/i$, поскольку облопачивание всех ступеней делается одинаковым. Это простое соотношение не будет точным для многоступенчатых компрессоров, даже если диаметр и углы лопаток делаются одинаковыми на всех ступенях, а ширина изменяется пропорционально плотности. Более подробно об этом сказано в разделе 110.

в) Учет изменения объема газа. Это изменение выражается на входе колеса в виде расширения, а в самом колесе — в виде сжатия.

1) На входе в колесо вследствие увеличения скорости c_1, пренебрегая трением у стенки (что следует учесть особо), возникает падение давления (по Бернулли) и тем самым приращение объемной подачи, которое составляет (согласно уравнению (5. 33) раздела 43)

$$V_1 = V_1 \left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{c_1}{a_1}\right)^2\right], \qquad (6.\ 18а)$$

где a_1 определяется из уравнений (2. 55) или (2.56) при $T = T_1$. Это приращение большей частью очень мало, но при высоких входных скоростях его необходимо учитывать. В уравнении (6. 18а) индекс 1, строго говоря, относится к состоянию торможения потока, но его можно отнести к месту измерения во всасывающем патрубке с целью повышения надежности расчета, причем $V_1 = V'$.

2) В каналах происходит уменьшение объемной подачи, что имеет своим последствием снижение скорости c_{2n}, следовательно, увеличение H_{th}, согласно уравнению (6. 10а). Можно этот прирост работы лопатки рассматривать как дополнительное повышение надежности расчета и не принимать его во внимание, тем более, что при высоких степенях сжатия приближение к скорости звука связано с ростом потерь в межлопаточных каналах. Во всяком случае рекомендуется учитывать это обстоятельство у центробежных колес только при отношении давлений выше $p_{II}/p_I = 1{,}3$, при высоте напора выше 2500 *м* или при числе Маха u_2/a больше 0,6 (см. также числовой пример

в разделе 50). Объемный расход, определяемый на выходе из колеса, составляет для газов согласно уравнению состояния

$$V_3 = V_1 \frac{T_3}{T_\mathrm{I}} \cdot \frac{p_\mathrm{I}}{p_3} = V_\mathrm{I} \frac{T_\mathrm{I} + \Delta t_3}{T_\mathrm{I}} \cdot \frac{p_\mathrm{I}}{p_3}, \qquad (6.19)$$

где $V_\mathrm{I} = V'$ и индекс 3 характеризуют состояние в зазоре за рабочим колесом. При этом действительное повышение температуры Δt_3 в колесе, согласно уравнению (1. 10), создается внутренней работой $H_i = H/\eta_i$ за вычетом приращения кинетической энергии, так что

$$427 c_p \Delta t_3 = \frac{H}{\eta_i} - \frac{c_3^2 - c_\mathrm{I}^2}{2g},$$

откуда

$$\Delta t_3 = \frac{\dfrac{H}{\eta_i} - \dfrac{(c_3^2 - c_\mathrm{I}^2)}{2g}}{427 c_p} \qquad (6.20)$$

причем для воздуха $427 c_p = 103$. В случае $\alpha_0 = 90°$ имеем

$$c_3^2 = c_{3u}^2 + c_{3m}^2 = \left(\frac{gH_{th}}{u_2}\right)^2 + c_{3m}^2. \qquad (6.21)$$

Отношение давлений p_3/p_I за и перед колесом находится в следующей зависимости от адиабатического прироста температуры в колесе $(\Delta t_{ad})_3$, согласно уравнению (1. 15а)

$$\left(\frac{p_3}{p_\mathrm{I}}\right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} = \frac{T_\mathrm{I} + (\Delta t_{ad})_3}{T_\mathrm{I}}.$$

Вводя здесь $(\Delta t_{ad})_3 = \eta_i \Delta t_3$, получим

$$\frac{p_3}{p_\mathrm{I}} = \left(1 + \eta_i \frac{\Delta t_3}{T_\mathrm{I}}\right)^{\frac{\chi}{\chi-1}}$$

и тем самым объемный расход за колесом, согласно выражению (6. 19), будет

$$V_3 = V_\mathrm{I} \frac{1 + \dfrac{\Delta t_3}{T_\mathrm{I}}}{\left(1 + \eta_i \dfrac{\Delta t_3}{T_\mathrm{I}}\right)^{\frac{\chi}{\chi-1}}} \qquad (6.22)$$

При малых значениях $\Delta t_3/T_\mathrm{I}$ после развертывания знаменателя в бесконечной ряд и ограничиваясь двумя членами разложения, получим

$$V_3 = V_\mathrm{I} \frac{1 + \dfrac{\Delta t_3}{T_\mathrm{I}}}{1 + \dfrac{\chi}{\chi - 1} \eta_i \dfrac{\Delta t_3}{T_\mathrm{I}}}. \qquad (6.22\text{a})$$

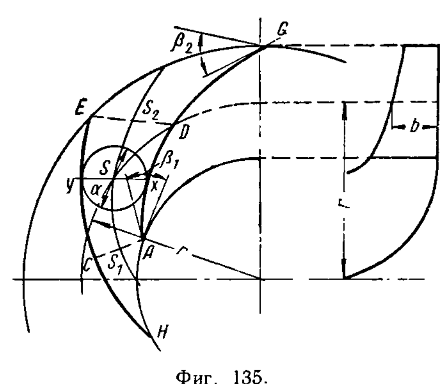
Это упрощенное выражение дает до $\Delta t_3/T_{\rm I} = \begin{cases} 0{,}05 \\ 0{,}1 \end{cases}$, соответственно $p_{\rm II}/p_{\rm I} \approx \begin{cases} 1{,}2 \\ 1{,}4 \end{cases}$ ошибку порядка $+\begin{cases} 0{,}7\% \\ 2{,}7\% \end{cases}$.

В уравнениях (6. 20), (6. 22) и (6. 22а) η_i представляет внутренний адиабатический к. п. д. чистого сжатия в колесе вплоть до зазора (следовательно без учета выходной скорости). Его можно считать равным внутреннему адиабатическому к. п. д. всей ступени, причем $\eta < \eta_i < \eta_h$.

Выражение (6. 22) можно использовать также для определения объемного расхода в любом месте на пути сжатия многоступенчатого компрессора, если за η_i принять среднее значение к. п. д. предыдущего сжатия и для $H = \sum \Delta H$ [при определении Δt_3 из равенства (6. 20)] — сумму напоров на предыдущих ступенях, а c_3 — скорость в рассматриваемом месте. Вычисленное значение расхода V_3 применяется вместо V' при расчете сечения. Численный пример приведен в разделе 50.

47 ПРОЕКТИРОВАНИЕ РАДИАЛЬНОЙ ЛОПАТКИ ОДИНАРНОЙ КРИВИЗНЫ

Из расчета размеров колеса, изложенного в разделе 46, определяются только входные и выходные углы β_1 и β_2 лопатки. Согласно одноразмерной струйной теории безразлично, как осуществлено соединение между входной и выходной кромками лопаток. В действительности, однако, приходится при профилировании лопатки применять очертания, благоприятные с точки зрения гидравлических сопротивлений и уменьшения опасности кавитации или возникновения местных сверхзвуковых скоростей. Обычно, рабочий канал расширяется так, что соображения, изложенные в разделе 13, п. б, оказываются особенно существенными. Для радиальных лопаток большей частью применяются тонкие лопатки постоянной толщины.

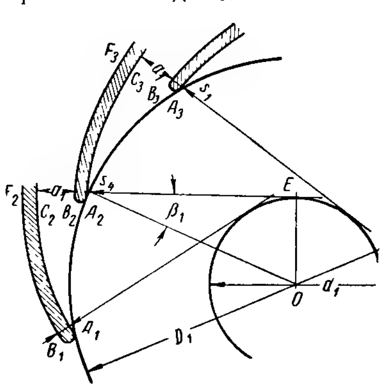


Фиг. 135.

Очертание лопатки можно детально определить двумя различными способами. Согласно первому, более старому способу, сперва произвольно наносится очертание лопатки между данными углами на входе и выходе и полученный канал затем проверяется, причем, в отличие от действительности принимается, что скорость равномерно распределяется по любому сечению канала xy (фиг. 135). Таким образом, канал, который непрерывно переходит от входного сечения AC до выходного сечения DE, проектируется в соответствии

с законами, справедливыми для неподвижных каналов. Участки лопаток CH и DG рассматриваются как ненагруженные и иногда строятся в виде эвольвенты [211] или в виде архимедовой спирали, которые отличаются очень мало друг от друга, но из которых только архимедова спираль в реальном течении при постоянной скорости c действительно является неработающей [1]. Они могут быть заменены дугами круга и вообще вся лопатка может быть составлена из дуг окружностей.

Лопатка, построенная по этому первому способу и которую мы называем «лопаткой, профилированной по дугам круга», или «круговой лопаткой» имеет, очевидно, произвольное до известной степени очертание. Вследствие конечного числа лопаток невозможно также достигнуть предполагаемого отсутствия нагрузки концов лопаток. К этому следует добавить, что согласно современным исследованиям радиус кривизны не должен изменяться скачкообразно, потому что такой разрыв непрерывности большей частью приводит к нежелательному переходу пограничного слоя из ламинарного в турбулентный. Вследствие свободы выбора очертания лопаток особенно трудно достаточно надежно перенести практический опыт, полученный на определенных формах лопаток, на другие их очертания. Этого недостатка можно избежать применением второго, более современного способа, который лучше соответствует положениям одномерной струйной теории, поскольку принимается равенство состояний течения вдоль концентрических окружностей, что соответствует случаю бесконечного числа лопаток. При этом лопатка однозначно определяется вдоль всей своей длины, если только задается изменение какой-либо величины, например, угла или скорости, от входа до выхода. Такую лопатку, у которой (как правило) обводы не образуют, очевидно, дуг круга, мы будем называть «лопаткой, рассчитанной по точкам».



Фиг. 136. Построение входного участка лопаток направляющего аппарата по архимедовой спирали.

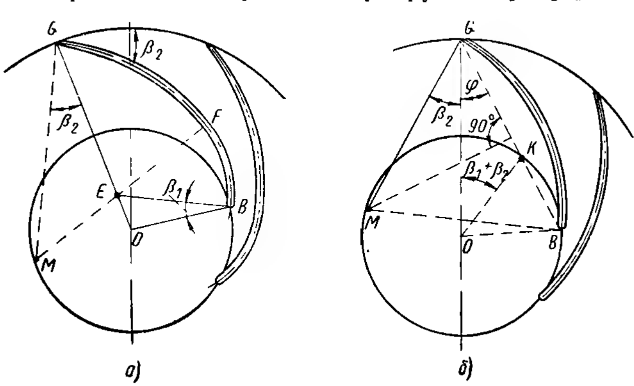
а) **Круговая лопатка.** Если входной участок A_1C_2 (фиг. 136) начертить в виде архимедовой спирали, то центр заменяющего ее круга будет лежать в точке пересечения E нормалей, проведенных через начало двух последовательно лежащих лопаток. Они образуют с радиусом угол $EA_2O = \beta_1$, так что их лучше всего начертить в виде касательных к «образующей окружности» с диаметром $d_1 = D_1 \sin \beta_1$.

---

[1] Во втором издании настоящей книги в разделе 24 рассмотрены возможные формы неработающих концевых участков лопаток.

Отсюда получается следующее простое построение входного участка лопатки.

Входной круг диаметром D_1 разделяется на одинаковое количество равных частей, равное числу лопаток. Проведем касательные из точек деления A_1, A_2, A_3 к окружности с диаметром $d = D_1 \sin \beta_1$. Нанесем дуги окружностей через точки A_1, A_2 и т. д. касательными из точки пересечения E. Тем самым наносится внутреннее очертание начала лопатки. Если лопатка повсюду имеет одинаковую толщину, то наружное очертание концентрических дуг круга B_1F_2, B_2F_3 . . . будут



Фиг. 137. Лопатка из дуг круга:

а — из двух дуг круга; *б* — из одной дуги круга.

находиться на расстоянии толщины лопатки (при этом получится угол β_1 на задней стороне лопатки; если он относится к средней линии между передней и задней сторонами, что строго говоря, является правильным, то от точек деления A_1, A_2, A_3 вычитается по обе стороны $s_1/2$).

Исследование решеток лопаток должно, вероятно, показать, что неработающая начальная часть лопатки является неблагоприятной, как это давно известно для случая межлопаточных каналов турбин. Поэтому радиус дуги входа никогда не следует делать меньше, а наоборот больше, чем EA_1 (фиг. 136). В последнем случае лопатка укорачивается, если учесть, что дуга входа BF (фиг. 137, *а*) не должна быть продолжена за начало примыкающего канала.

Продолжение лопатки от начерченного таким образом очертания входа может быть сделано любой непрерывной линией или второй дугой круга. В обоих случаях необходимо обратить внимание на то, чтобы наружная окружность была пересечена под заданным углом β_2 (OG на фиг. 137, *а* совершенно случайно проходит через точку E). Центр M дуги окружности лежит на продолжении FE (фиг. 137, *а*) радиус окружности равняется

$$\rho = \overline{MG} \equiv \overline{M}F = \frac{1}{2} \frac{r_2^2 - r_f^2}{r_2 \cos \beta_2 - r_f \cos \beta_f}. \qquad (6.23)$$

Здесь r_f и β_f означают радиус и угол лопатки в точке перехода F, следовательно, $r_f = FD$, $\beta_f = \measuredangle EFO$ (FO не показана на фиг. 137, a).

Возможно также обойтись одной дугой круга для всей лопатки. Соответствующий радиус ρ можно вычислить из уравнения (6. 23), если ввести $r_f = r_1$ и $\beta f = \beta_1$ или же определить графически следующим образом (фиг. 137, *б* [212]. Строим угол $\beta_1 + \beta_2$ в точке O на любом радиусе OG. Проведем прямую GK через точку пересечения K стороны этого угла с окружностью входа до второй точки пересечения B. Перпендикуляр из середины стороны GB дает искомый центр M при пересечении со стороной угла β_2, построенного на GO у точки G (правильность этого построения следует из того, что

$$\beta_1 + \beta_2 + \varphi = \measuredangle OKB = \measuredangle OBK,$$

$$\beta_2 + \varphi = \measuredangle MGB = \measuredangle MBG,$$

следовательно, путем вычитания

$$\beta_1 = \measuredangle OBK - \measuredangle MBG = \measuredangle OBM).$$

Такое же построение применимо и для лопаток, изогнутых вперед или для осевых лопаток, независимо от того, что в этом случае точки B и K взаимно меняют свои положения, а точка M попадает на другую сторону GB.

Фиг. 138. Изменение сечений канала вдоль развернутой средней линии S_1S_2.

Применение двух дуг круга обеспечивает несколько большие возможности профилирования, чем применение одной дуги, однако, последний прием кажется более благоприятным в отношении коэффициентов полезного действия.

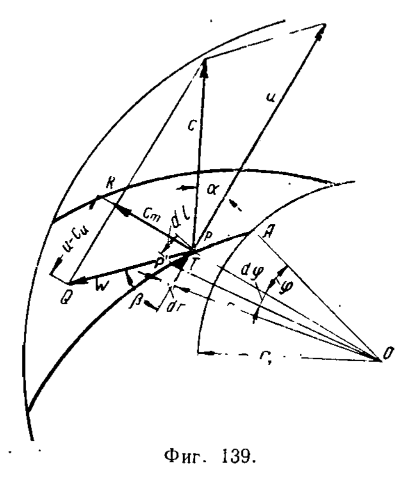
Когда лопатка спрофилирована, то иногда проверяют непрерывность изменений сечения канала. В любой точке S средней линии канала S_1S_2 (фиг. 135), которая соединяет центры тяжести сечений, ширину канала можно приближенно приравнять диаметру a вписанного круга (в действительности должна быть взята нормальная линия, развернутая в прямую). Сечение имеет форму трапеции с высотой a, и средней шириной b, равной ширине колеса в точке S, которая была получена из поперечного разреза (фиг. 135). Теперь можно получить график изменения сечений, если для развертки по абсциссе нанести значения S_1S_2, а по ординате ab (фиг. 138).

Полученная кривая считается приемлемой, если она не имеет минимума в средней части.

При большом выходном угле β_2 лопатка после входной дуги приобретает обратную кривизну. В этом случае сомнительна целесообразность сохранения неработающей начальной части лопатки; возможно, что следует предпочесть изгиб лопатки вперед по всей ее длине.

б) Расчет лопатки по точкам. Если задаться зависимостью угла лопатки β от r между двумя данными предельными значениями β_1

и β_2 (см. фиг. 148), то можно получить лопатку посредством постепениого перехода из небольшую величину Δr, каждый раз строя соответствующий угол β. Однако этот способ, который представляет не что иное как графическое интегрирование, является трудоемким и неточным. Лучше интегрирование произвести аналитически, для чего нужно определить соответствующий полярный угол POA, равный φ (фиг. 139) при отдельных значениях радиуса r и построить его от линии OA. Очень простое определение угла φ получается на основании следующих соображений. Треугольник $PP'T$ (показан жирными линиями) имеет сторону PT, которая представляет дугу с бесконечно малым центральным углом $d\varphi$ и в точке T является прямоугольным



Фиг. 139.

$$\overline{PT} = rd\varphi;$$

с другой стороны $\overline{PT} = \overline{P'T}/\operatorname{tg}\beta$.

Ввиду того что теперь $\overline{P'T}$ означает бесконечно малое приращение dr радиуса r, то после приравнивания этих двух выражений можно написать

$$rd\varphi = \frac{dr}{\operatorname{tg}\beta},$$

откуда

$$d\varphi = \frac{dr}{r\operatorname{tg}\beta}.$$

Путем интегрирования между r_1 и r с одновременным умножением на $180/\pi$, благодаря чему φ получается в градусах, получим

$$\varphi^\circ = \frac{180}{\pi}\int_{r_1}^{r}\frac{dr}{r\operatorname{tg}\beta}. \qquad (6.\ 24)$$

Это интегрирование лучше всего производить табличным способом, для чего выбираются конечные интервалы для r (см. фиг. 147 и 159 и табл. 5 и 6). Если таким образом определена зависимость угла φ от радиуса r, то и лопатка определена полярными координатами.

До сих пор сделанное предположение о зависимости угла β распространяется главным образом на случай подачи воздуха. Во многих случаях, в особенности при перемещении воды, более целесообразно выбрать форму зависимости w от радиуса r (также между заданными предельными значениями w_1 и w_2). Тогда становится известным также угол β_1, потому что из треугольника PQR (фиг. 139)

$$\sin\beta = \frac{c_m}{w}. \qquad (6.\ 25)$$

Очевидно, что при таком построении используется также характер изменения скорости c_m, которую можно вычислить по сечению колеса при данной ширине b, так как

$$c_m = c \sin \alpha = \frac{V'}{2\pi rb} \cdot \frac{t}{t - \sigma}. \qquad (6.26)$$

Линия коэффициентов сужения $\frac{t}{t-\sigma}$ строится при этом как соединительная линия по известным из расчета колеса начальным и конечным значениям (например, в виде прямой). Влияние заострения выходного конца можно учесть тем, что эта линия постепенно снижается до единицы при $r = r_1$.

Эту ориентировочную оценку влияния сужения можно обойти, если использовать, что

$$V' = 2\pi rbc_m \frac{t-\sigma}{t} = b \frac{2\pi r}{t} \left(t - \frac{s}{\sin \beta}\right) w \sin \beta$$

или, так как $\frac{2\pi r}{t} = z$,

$$V' = bz \left(t - \frac{s}{\sin \beta}\right) w \sin \beta = (t \sin \beta - s) zbw.$$

Отсюда следует

$$\sin \beta = \frac{s}{t} + \frac{V'}{ztbw}; \qquad (6.27)$$

но так как выражение

$$\frac{V'}{ztb} = \frac{V'}{2\pi rb} \equiv (c_m)_{нетто} \qquad (6.28)$$

означает меридиональную скорость, когда толщина стенки уменьшается до нуля, следовательно, не зависит от толщины стенки s, то вместо уравнения (6. 25) можно использовать следующее равенство

$$\sin \beta = \frac{s}{t} + \frac{(c_m)_{нетто}}{w}. \qquad (6.29)$$

Это выражение делает определение угла β независимым от предположения о характере влияния коэффициента сужения. Это выражение особенно ценно, если речь идет о лопатках с переменной толщиной, но также хорошо применимо к лопаткам с постоянной толщиной, как и уравнение (6. 25).

О наиболее выгодной форме принимаемых зависимостей можно сказать следующее. Для лопаток, сильно изогнутых назад, оправдывает себя линейное протекание w, для слабо изогнутых назад и для лопаток, изогнутых вперед, — линейное протекание угла β. Лопатка удлиняется или укорачивается, когда кривая зависимости w от r соответственно изгибается вверх или вниз, или кривая β изменяется в противоположном направлении. Прямая линия β соответствует изогнутой вниз линии w, следовательно, дает более короткую лопатку, чем прямая линия w. (Пантелль [213] производит расчет так, что

dw/dt является постоянным). Для компрессоров большей частью исходят из зависимости β от r, с одной стороны, вследствие более крутой формы лопатки и, с другой стороны, потому что изменение объема не оказывает тогда влияния на результаты расчета.

Рассчитанная по точкам лопатка может быть составлена также из дуг круга, если для каждого интервала Δr, на которые разделена линия β, определить соответствующий радиус кривизны согласно уравнению (6. 23). Индексы 2 и f в этом уравнении относятся тогда к верхнему и нижнему пределам интервала. Но этот способ проектирования дает скачкообразные изменения радиуса кривизны и тем самым связан с опасностью ухудшения работы, о чем упоминалось в начале настоящего раздела.

48. РАДИАЛЬНАЯ ЛОПАТКА ОДИНАРНОЙ КРИВИЗНЫ С ВХОДНОЙ КРОМКОЙ В ЗОНЕ ПОВОРОТА

В разделе 46 уже отмечалось, что входная кромка лопатки, параллельная оси, создает возможность безударного входа по всей ее длине только тогда, когда она достаточно удлинена в зону поворота боковых стенок. Но большей частью невозможно или нецелесообразно настолько удалять входную кромку от зоны поворота, чтобы исключить влияние кривизны.

Попытаемся первоначально исследовать, нет ли такой формы кромок в зоне поворота, которая бы не давала удара при входе, несмотря на кривизну траектории и сохранение одинарной кривизны лопатки. При этом ограничимся случаем $\alpha_0 = 90°$. Картину токов в меридиональном сечении определяем по способу, изложенному в разделе 11, п. в для потенциального течения; таким образом, в любой точке становятся известны также скорости (фиг. 140, *а*). Расположение входной кромки в зоне поворота параллельно оси не может быть правильным, что следует из того, что в ранее использованном уравнении $\operatorname{tg}\beta_1 = \frac{c_1}{r_1\omega}$ изменение скорости c_1, что неизбежно при изогнутой траектории, вызывает также соответствующее изменение r_1. Из-за угла наклона ε_1 линии тока относительно радиуса (фиг. 140, *б*) необходимо в этом уравнении в числителе заменить c_1 на радиальную составляющую скорости $c_{1r} = c_1 \cos\varepsilon_1 = c_0 \cos\varepsilon_1 \frac{t_1}{t_1-\sigma_1}$, так как угол лопатки β_1 измеряется в плоскости, перпендикулярной к оси. Наличие осевой составляющей скорости c_{a1} не вызывает удара на входе в лопатку, поскольку образующие поверхности лопатки одинарной кривизны остаются параллельными оси вращения. Для каждой точки A входной кромки должно удовлетворяться равенство

$$\operatorname{tg}\beta_1 = \frac{c_{1r}}{u_1} = \frac{c_0}{u_1}\cos\varepsilon_1 \frac{t_1}{t_1-\sigma_1}, \qquad (6.30)$$

где c_0 и ε_1 берется по картине токов.

Конструктор выбирает подходящие очертания входной кромки в меридиональном сечении (т. е. ее проекцию на окружность) и с по-

мощью уравнения (6. 30) вычисляет изменение угла β_1 вдоль этой входной кромки. Продолжением линии β к периферии можно задаться, принимая во внимание данное конечное значение выходного угла β_2, благодаря чему очертание лопатки можно определить по точкам, согласно уравнению (6. 24). В зависимости от положения входной кромки будет изменяться вычисленная кривая изменений угла β_1.

Следовательно, при применении описанного способа принципиально возможно рассчитать лопатку одинарной кривизны таким образом, чтобы обеспечить безударный вход потока в полуосевой входной части колеса.

Однако при этом способе угол лопатки β_1 вдоль входной кромки изменяется большей частью таким образом, что момент



Фиг. 140. Потенциальное течение через центробежное колесо:

а — линии равных скоростей обозначены пунктиром; *б* — входная кромка лопатки выдвинута вперед в область поворота.

количества движения вдоль отдельных струек в начале уменьшается, так что начало лопатки работает как в турбине, что, очевидно, неблагоприятно.

Кроме того, для построения картины токов свободного меридионального течения, примененной при описанном способе, требуется сравнительно много труда. Поэтому при практических расчетах угол β_1 определяют только для средней струи и всю лопатку затем строят обычным способом по дугам круга или вычисляют по точкам (см. пример IV в разделе 50). Входной удар, возникающий при протекании других струй, оказывается при этом незначительным. При расчете по точкам необходимо учесть все составляющие скоростей в плоскости, перпендикулярной оси.

Введение радиальной составляющей c_{1r} вместо c_1 сводится к тому, что в качестве эффективной ширины колеса в точке A вместо развернутой нормальной линии BC взята сумма осевых ширин между

соседними линиями тока вдоль этой нормальной линии, т. е. исходя из фиг. 140, *б* будем иметь

$$b_1 = \Delta b_1' + \Delta b_1'' + \Delta b_1''' + \ldots \qquad (6.30a)$$

Этот последний способ создает также возможность применить такие формы колес, у которых сплошная стенка колеса расположена не строго радиально, а имеет кривизну с целью непрерывного распределения изменений направления.

Опыты Крумнова (см. диссертацию [214] в Высшей технической школе в Брауншвейге, 1934 г.) на упомянутых видах лопаток дали следующие результаты. Увеличение к. п. д. не удалось обнаружить. Всасывающая способность улучшается, а также увеличивается стабильность напорных характеристик. Если число лопаток уменьшить до предела, определяемого требованиями надежного сохранения стабильности характеристик, то удлиненная входная кромка цилиндрической лопатки также дает лучший к. п. д., чем входная кромка, параллельная оси.

Основиой недостаток этих лопаток состоит в сильном сужении сечения вблизи втулки. Поэтому у них не достигается полностью к. п. д. лопаток двоякой кривизны (см. раздел 52).

49. РАДИАЛЬНЫЕ ЛОПАТКИ С МАЛЫМ РАДИАЛЬНЫМ РАЗМЕРОМ

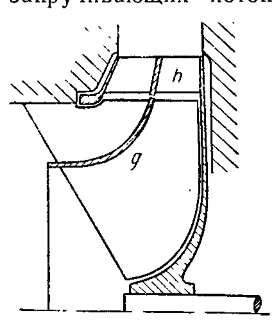
а) **Центробежное радиальное обтекание.** При расчете колеса может получиться, что отношение радиусов r_2/r_1 (фиг. 141) получается значительно меньше, чем у обычного радиального колеса; рассмотрим вопрос о том, можно ли рекомендовать подобную форму колес, которая широко используется в вентиляторах.



Фиг. 141. Короткая центробежная лопатка.

При рассмотрении такого колеса примем, что параллельная оси входная кромка располагается непосредственно за зоной поворота. Это необходимо здесь также потому, что радиальный размер $\Delta r = r_2 - r_1$ в этом случае следует по возможности увеличивать. Если отношение радиусов получается равным $r_2 : r_1 \leqslant 1{,}1$, то создаются условия обтекания, аналогичные условиям у осевых лопаток. В частности, лопатку следует делать изогнутой вперед, если она не должна быть почти неработающей. Если теперь одновременно отношение значений ширины $b_r : \Delta r > 1{,}1$, то на основании опытных данных [215] и [216] можно ожидать лишь весьма умеренного к. п. д. порядка 40—60%, потому что насос уже при нормальной нагрузке будет работать в области отрыва, т. е. будут иметь место обратные

потоки из рабочего колеса. Отрыв потока, сопровождающийся большими потерями, возникает также у так называемых барабанных роторов при расходах, больших нормального, и сохраняется во всей области подач. Он наступает даже раньше, чем у осевых колес, хотя там лопатка должна иметь двойную кривизну, в то время как здесь речь идет о цилиндрических лопатках. Не всегда удается при этом повысить к. п. д. и в тех случаях, когда входная кромка выходит из зоны поворота и расположена на большем диаметре. Также и установка направляющих аппаратов перед рабочим колесом в виде входных направляющих лопаток, закручивающих поток по вращению или против него, так же как и направляющих поверхностей g, которые изогнуты соответственно линиям тока «упорядоченного» потока (фиг. 142), мало что изменяет в этом неудовлетворительном результате. В противоположность этому увеличение радиуса кривизны ρ_i в точке A (см. фиг. 134) дает существенное преимущество. Кроме того, сильное уменьшение ширины колеса к периферии и соответственно увеличение выходной скорости до $c_{2m} \geqslant c_0$ улучшает работу колеса. Например, при $\Delta r/r_1 = 20/160$ уменьшение ширины колеса на выходе с $b_2 = b_1 = 1{,}4\Delta r$ до $b_2 = 1{,}1\Delta r$, при сохранении ширины b_1 повышает к. п. д. с 59% до 68,5%. Особенно эффективен дополнительный подвод энергии к упомянутому выше месту A', что может быть сделано путем удлинения лопатки одинарной кривизны внутрь в радиальном направлении. Наилучшие результаты могут быть получены с помощью лопаток двоякой кривизны. Закрутка против вращения, следовательно, угол α_0 больше 90° ухудшает условия работы, в то время как умеренная закрутка по вращению приносит улучшение.



Фиг. 142. Направляющие поверхности g, h перед колесом и в колесе.

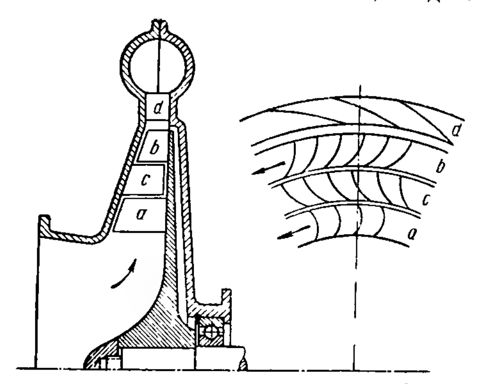
Когда ширина колеса достаточно мала, радиус кривизны ρ_i достаточно велик и одновременно лопатка сильно сужается к периферии, достигается примерно такой же к. п. д., как и при нормальной форме лопаток. Удлинение направляющих поверхностей g внутрь рабочих каналов также дает некоторый положительный результат. В целом можно сделать вывод, что очень часто применяемую для вентиляторов форму лопатки, согласно фиг. 141 (барабанный ротор), следует признать ошибочной конструкцией.

Это следует принять во внимание и при расчете многоступенчатых гидравлических приводов и многоступенчатых одноколесных компрессоров (фиг. 143).

Рассмотренная форма лопатки непригодна, кроме того, для подачи воды, вследствие большой относительной входной скорости, что приводит к уменьшению максимально возможной высоты всасывания, а также потому, что из-за большого количества лопаток

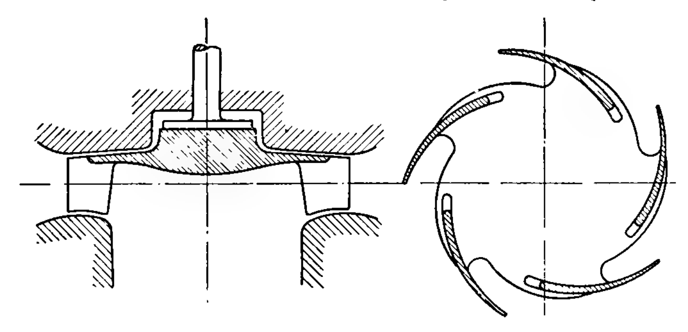
они получаются тонкими, что невозможно осуществить у литых лопаток.

Следует отметить, что у этой формы лопаток коэффициент ψ' составляет 1,8—2,2 в выражении для уменьшения мощности вследствие конечного числа лопаток, следовательно, в 2 раза выше, чем у обычных радиальных лопаток. Несмотря на малый шаг лопаток получается, следовательно, значительно большее уменьшение мощности $p = (H_{th\infty} - H_{th})/H_{th}$, чем обычно имеем у лопаток с большой несущей длиной и с большим шагом.



Фиг. 143. Многоступенчатый насос с одним колесом:
a—*в*—рабочие венцы, *c*—*d*—направляющие венцы.

На фиг. 144 показано колесо для подачи воды, которое было разработано на основании многочисленных опытов [217] и заслуживает внимаиия, потому что, несмотря на малый радиальный размер, лопатки изогнуты назад, профилированы и применены в небольшом количестве. На фиг. 145 показано, что та же конструктивная идея недавно нашла применение также в машинах для подачи воздуха. Благоприятное воз-

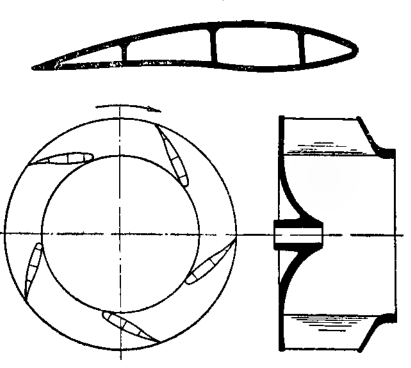


Фиг. 144. Центробежное колесо водяного насоса.

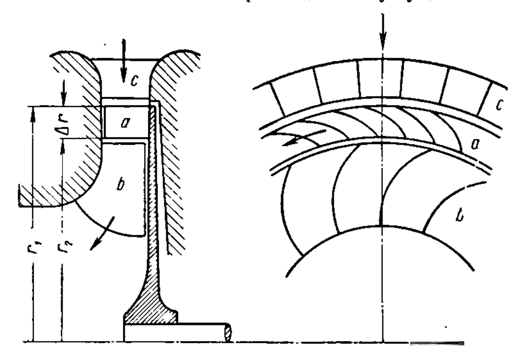
действие этой схемы объясняется тем, что изгиб лопатки назад и следовательно, незначительная нагрузка на лопатку, с одной стороны, позволяет значительно уменьшить число лопаток без дополнительного образования мертвых зон, при этом следует учитывать входной удар потока, но этот последний в значительной степени делается неэффективным благодаря профилированию лопатки, тем

более большое расстояние между лопатками позволяет давать большой радиус закругления на носке профиля лопатки.

б) Центростремительное радиальное обтекание. (Центростремительный насос). Колеса с направлением подачи, противоположиом направлению центробежных сил, с отношением радиусов r_2/r_1 меньше единицы (фиг. 146) не применяются еще на практике, насколько это известно. Их свойства, однако являются не такими неблагоприятными, как этого можио было бы ожидать [219]. Положительным является то, что меридиональная скорость к выходу возрастает при параллельных стенках колеса. Кроме того, рабочие каналы не так сильно расширяются при одинаковых углах β_1 и β_2, как у центробежного колеса. По этой причине меньше выражены явления отрыва, хотя пограничный слой и вытесияется центробежными силами к периферии, следовательно, навстречу основному потоку. Это последнее обстоятельство приводит к ухудшению к. п. д. по



Фиг. 145. Центробежное колесо воздуходувки Бабкок-Шторка.



Фиг. 146. Радиальный центростремительный насос:

a — рабочее колесо; *b* — направляющее колесо; *c* — направляющие ребра на входе.

сравнению с к. п. д. центробежных колес. В то же время следует ожидать, что отношение ширины $b/\Delta r$ может быть увеличено в этом случае выше допустимого для центробежного колеса и выше значений, приведенных в пункте «а». Кроме того, следует, что закрутка потока против вращения может быть допущена без существенного ухудшения к. п. д. вплоть до входного угла около $\alpha_0 = 130°$, в то

время как центробежное колесо в этом отношении ведет себя неудовлетворительно. Применение центростремительной схемы в компрессорах особенно благоприятно в связи с тем, что в них объем подаваемого газа уменьшается одновременно с радиусом. Целесообразно также по самоочевидным соображениям делать по возможности малым отношение $\frac{\Delta r}{r_2}$ и выходной угол $\beta_2 \leqslant 90°$.

Хотя у такого центростремительного насоса нельзя избежать лопаточного выходного направляющего аппарата, а выходные направляющие лопатки также действуют положительно и поэтому желательны, но объем, занимаемый ими, все же меньше, чем у центробежных насосов, потому что отпадает спиральный кожух. Если рассматриваемую схему использовать в многоступенчатом одноколесном компрессоре, т. е. в виде, изображенном на фиг. 143, но с обратным направлением потока, то можно использовать их высокую производительность, а также то обстоятельство, что на всех ступенях можно обеспечить примерно постоянную относительную ширину $\frac{b}{\Delta r}$. Здесь можно рассчитывать на особо удачные результаты при применении ступеней с противоположным направлением вращения (т. е. обращенных турбин Люнгстрема).

50. ЧИСЛОВЫЕ ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА РАДИАЛЬНЫХ НАСОСОВ С ЛОПАТКАМИ ОДИНАРНОЙ КРИВИЗНЫ

I. Многоступенчатый насос для водоснабжения с лопатками постоянной толщины

Произведем расчет рабочего колеса насоса со следующими данными $V = 16$ *л/сек* $= 0{,}016$ *м*^{3}*/сек*, $H = 96$ *м*, число оборотов 1450 об/мин ($\omega = \pi n/30 = 151{,}8$ (фиг. 147—149).

Наибольшая высота всасывания рассчитывается из уравнения (5. 28) исходя из значения кавитационного коэффициента быстроходности $S = 2{,}4$ и $A = 10$ *м*. $H = 0{,}2$ *м*; принимаем $k = 0{,}79$, откуда $(H')_{max} = 10—0{,}2 — \left[14{,}5^2 \frac{0{,}016}{0{,}79 \cdot 2{,}4}\right]^{2/3} = 10 — 0{,}2 — 1{,}52 =$ $= 8{,}28$ *м*, следовательно, наибольшая высота всасывания получается очень большой (откуда вытекает, что в данном случае можно было пойти на увеличение числа оборотов).

Ввиду того, что $n_q = n\sqrt{V}/\sqrt[4]{H^3} = 1450\sqrt{0{,}016}/\sqrt[4]{96^3} = 5{,}98$ лежит ниже предельных значений, приведенных в разделе 27 и которые считаются выполнимыми, учитывая, что не может быть парциальной нагрузки насосов, следует перейти к многоступенчатой конструкции. Выбираем $n_q = 20$ для колеса; отсюда число ступеней определится из равенства $i^{3/4} \cdot 5{,}98 = 20$, откуда $i = \left[\frac{20}{5{,}98}\right]^{4/3} = 4{,}99 \approx 5$. Таким образом, высота напора на каждой ступени составляет $\Delta H = H/i =$ $96/5 = 19{,}2$ *м*. Дальнейший расчет производится непосредственно по данным раздела 46. Расчетный расход примем равным

$$V' = 1{,}05 \cdot 0{,}016 = 0{,}0168 \text{ м}^3/\text{сек}.$$

а) **Входной участок лопатки.** Принимая к. п. д. равным $\eta = 0{,}7$, мощность на валу получится $N = (16 \cdot 96)/(75 \cdot 0{,}7) = 29{,}3$ *л. с.* Отсюда по уравнению (6. 3) диаметр вала равняется $d = 14{,}4\sqrt[3]{\frac{N}{n}} = 4{,}0$ *см*; это значение необходимо увеличить до 42 *мм* вследствие ослабления вала шпоночным пазом. Отсюда диаметр втулки получится равным $d_m = 52$ *мм*. Коэффициент входной скорости ε следует выбрать на нижнем пределе значений, получаемых из уравнения (4. 18). Ввиду того что угол $\alpha_0 = 90°$, и так как $c = \sqrt{2g\Delta H} = 19{,}38$ *м/сек*, при $\varepsilon = 0{,}11$. получим $c_s = c_0 = 0{,}11 \cdot 19{,}38 = 2{,}13$ *м/сек*. Из уравнения (6. 4) определим $D_s = 0{,}113$ *м* $= 113$ *мм*. Если взять D_1 немного больше, т. е. $D_1 = 120$ *мм* и $c_0 = c_s = 2{,}13$ *м/сек*, то согласно уравнению (6. 5) ширина колеса будет равняться

$$b_1 = \frac{0{,}0168}{\pi 0{,}12 \cdot 2{,}13} = 0{,}0209 \text{ м} = 21 \text{ мм}.$$

Теперь известно еще $u_1 = \frac{\omega D_1}{2} = 9{,}1$ *м/сек*. Если коэффициент сужения $\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}$ ориентировочно принять равным 1,25, получим $c_1 = 1{,}25 \cdot 2{,}13 = 2{,}66$ *м/сек*, так что $\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_1}{u_1} = 0{,}292$ *м*, $\beta_1 = 16°20'$.

Число лопаток определяется из уравнения (6. 9) при $k = 6$, если предварительно принять $D_2 = 2D_1$ и $\beta_2 = 26°$, а именно: $z = 6{,}5$ или 7, округляя до ближайшего большего целого числа.

Отсюда $t_1 = \pi D/z = 53{,}8$ *мм*; если принять толщину лопатки $s_1 = 3$ *мм*, то $\sigma_1 = \frac{s_1}{\sin \beta_1} = 10{,}7$, следовательно, $\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1} = 1{,}25$, что совпадает с принятым значением. Можно обойтись без предположения о коэффициенте сужения и его последующей проверки, если исходить из уравнения (6. 9б).

б) **Выходной участок лопатки.** К. п. д. насоса был выше принят равным 70%. Если исключить потери в зазоре, на трение колеса и трение в подшипниках [причем это делается большей частью ориентировочно; точный расчет возможен по уравнению (1. 20)], то можно ожидать, что к. п. д. лопатки или гидравлический к. п. д. будет равен $\eta_h = 83\%$. Поэтому $\Delta H_{th} = 19{,}2 : 0{,}83 = 23{,}1$ *м*.

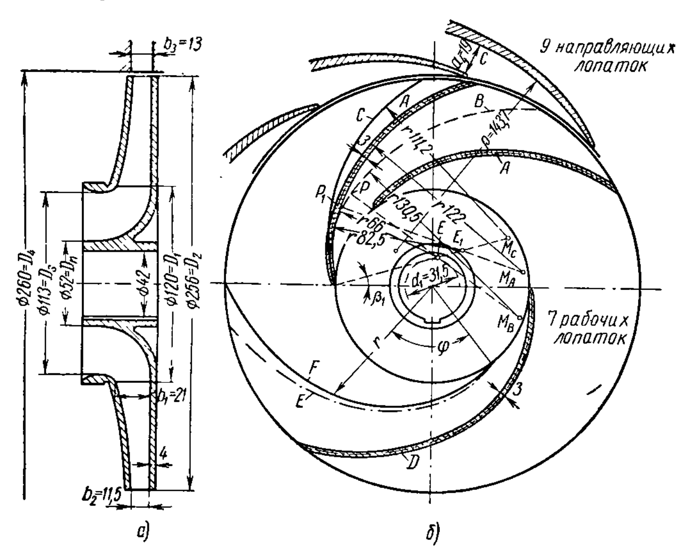
Ввиду того, что у насосов следует всегда учитывать уменьшение мощности вследствие конечного числа лопаток, необходимо принять во внимание данные разделов 21 и 22. Предварительное предположение об отношении радиусов $r_2/r_1 = 2$ дает, согласно уравнению (4. 45), $p = 8/3 \cdot \psi'/z$ и при $\psi' = 0{,}85$ значение $p = 0{,}324$, так что $\Delta H_{th\infty} = 1{,}324 \cdot 23{,}1 = 30{,}6$ *м*. Поскольку у тихоходных машин по сравнению с другими формами колес скорость c_{2m} берется несколько

меньше c_0, а именно выбирается $c_{2m} = 0{,}9\,c_0 = 0{,}9 \cdot 2{,}13 = 1{,}92$ *м/сек*, то согласно (6. 13) будем иметь

$$u_2 = \frac{1{,}92}{2\ \mathrm{tg}\ 26^\circ} + \sqrt{\left(\frac{1{,}92}{2\ \mathrm{tg}\ 26^\circ}\right)^2 + g \cdot 30{,}6} = 19{,}4\ \text{м/сек}.$$

$$D_2 = \frac{2u_2}{\omega} = \frac{2 \cdot 19{,}4}{151{,}8} = 0{,}256\ \text{м} = 256\ \text{мм}.$$

Так как отношение радиусов r_2/r_1 получилось больше 2, можно сохранить этот результат, принимая во внимание замечание, сделанное в конце раздела 22.



Фиг. 147. Колесо с лопатками, выполненными по дуге круга:

а — слева — меридиональный разрез; *б* — наверху — лопатки по дуге круга; внизу — лопатка, вычисленная по точкам при линейном протекании зависимости w и β от радиуса; последняя нанесена пунктиром. Лопатки, выполненные из дуг круга: *A* — из двух дуг круга; *B* — скелетная линия из двух дуг круга с разгруженным начальным участком; *C* — скелетная линия из одной дуги круга. Лопатки, рассчитанные по точкам: *D* — линейное протекание w; *E* — скелетная линия лопатки с линейным изменением β; *F* — средняя (скелетная) линия с линейными изменениями w.

Коэффициент сужения составляет: $t_2 = 256\pi : 7 = 115$ *мм*; $\sigma_2 = 3 : \sin \beta_2 = 3 : 0{,}4384 = 6{,}85$ *мм*; $\frac{t_2}{t_2 - \sigma_2} = 115 : 108{,}2 = 1{,}06$, таким образом

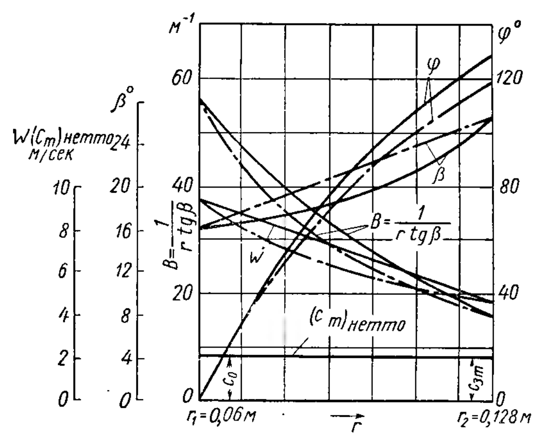
$$b_2 = \frac{0{,}0168 \cdot 1{,}06}{\pi \cdot 0{,}256 \cdot 1{,}92} = 0{,}0115\ \text{м} = 11{,}5\ \text{мм}.$$

Это колесо изображено на фиг. 147. Выше горизонтальной средней линии показана лопатка, спрофилированная по дуге круга,

которая была рассчитана по способу п. а раздела 47, а ниже средней линии показана лопатка, рассчитанная по точкам по способу п. б того же раздела. Для обеих лопаток принято одинаковое меридиональное сечение, которое получается, исходя из линейной зависимости меридиональной скорости от радиуса r

$$(c_m)_{нетто} = \frac{V'}{2\pi r b}$$

между данными предельными значениями c_0 и $c_{3m} = c_{2m} \frac{t_2 - \sigma_2}{t_2}$ (фиг. 148).



Фиг. 148. Диаграмма к расчету лопаток по точкам.

Лопатка, спрофилированная по дуге круга, построена так, что окружность описана из центра E_1 радиусом на 20% больше, чем радиус окружности с центром E, которая заменяла бы архимедову спираль (образующая окружность имеет диаметр $d_1 = D_1' \sin \beta_1 = 33{,}5$ *мм*). Точка перехода ко второй окружности лежит немного впереди начала собственно канала. Для сравнения построены еще средние линии B и C двух других лопаток, причем линия C построена по данным, приведенным в примечании [1], и состоит из одной дуги круга, а линия B построена в виде точной окружности с центром E, заменяющей архимедову спираль.

Как и следовало ожидать, первая лопатка получилась значительно короче, а вторая значительно длиннее. Первая лопатка согласно последним испытаниям дает также лучший к. п. д., который не уступает к. п. д. лопатки с очертанием A.

---

[1] Из уравнения (6. 23) получается радиус $\rho = 111{,}2$ *мм*; можно также использовать графическое определение, которое было изложено в разделе 47, см. также фиг. 137, *б*.

Лопатка, рассчитанная по точкам (согласно фиг. 148), построена согласно линейной зависимости $w\,(r)$, а изменения угла β вычислены по уравнению (6. 29) при толщине лопатки $s = 3$ *мм*. Начальное и конечное значения w равны

$$w_1 = \frac{u_1}{\cos\beta_1} = \frac{9{,}1}{\cos 16^\circ 20'} = 9{,}48 \textit{м/сек};$$

$$u_2 = \frac{c_{2m}}{\sin\beta_2} = \frac{1{,}92}{\sin 26^\circ} = 4{,}38 \ \textit{м/сек}.$$

Расчет полярного угла $\varphi\,(r)$ производится по данным табл. 5.

Таблица 5

r	b	$(c_m)_{netto}$	w	t	β по ур. (6. 29)	$B = \frac{1}{r\,\mathrm{tg}\,\beta}$	$\Delta f = \frac{\Delta r}{2} \times (B_n - B_{n-1})$	$\Sigma\Delta f$	$\varphi^\circ = 180/\pi\Sigma\Delta f$
в *м*	в *мм*	в *м/сек*		в *мм*	град.	1/*м*	—	—	в град.
0 060	21,0	2,12	9,48	53,8	16,3	57,3	0.0000	0,0000	0,0
0 070	18,4	2 075	8,73	62,8	16,6	47,9	0,5260	0,526	30 0
0,080	16,5	2,031	7,98	71 8	17,2	40,3	0 441	0,967	55,5
0,090	15,0	1,986	7,23	80,8	18,2	33,8	0,3705	1,3375	76,6
0,100	13,7	1,941	6,48	89,7	19,5	28,2	0,310	1,6415	94,3
0,110	12,7	1,896	5,75	98,7	21,2	23,4	0,258	1,9055	109,0
0,120	12,0	1,851	4,98	107,7	23,6	19,1	0,2125	2,118	121,0
0,128	11,5	1,810	4,38	114,9	26,0	16,0	0,1405	2,2585	129,1

На фиг. 148 даны кривые изменения величин, которые приведены в табл. 5, причем неплавность кривых позволяет судить о некоторой неточности расчета. Связанные между собой значения и дают полное очертание лопатки, показанной на нижней половине фиг. 147, *б*.

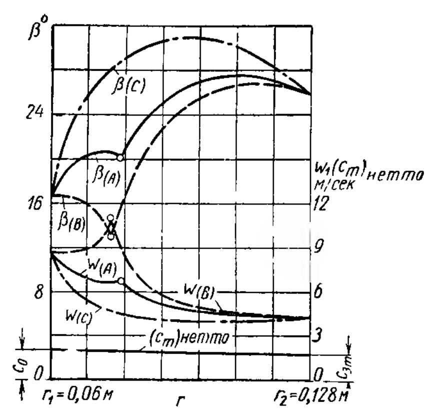
Фиг. 149. Треугольники скоростей.

Для сравнения сделан также расчет лопатки, исходя из линейного протекания угла β (см. пунктирную линию на фиг. 148), причем графы 2, 3, 4 и 5 табл.5 становятся излишними. Можно видеть, что эта лопатка короче лопатки, соответствующей прямолинейному изменению w.

На фиг. 149 изображены треугольники скоростей на входе и на выходе рабочего колеса.

в) Дополнительные замечания. Кривая w для лопатки C, начерченной в виде одной дуги круга, которая (согласно последним опыт-

ным данным) дает более удовлетворительные результаты, чем часто предполагалось раньше, была определена по чертежу с помощью уравнения (6. 29) и показана на фиг. 150 пунктирной линией (линии β_C и w_C). Если положить ее в основу, то второй способ дал бы точно такую же лопатку, описанную по дуге круга. На фиг. 150 видны также кривые изменения w и β для лопаток A и B, состоящих из двух дуг круга (линии w_A, w_B и β_A, β_B); очертание этих лопаток характеризуется резким изменением протекания указанных параметров при переходе от одной дуги круга к другой. Расход мощности на трение каждого колеса составляет [согласно уравнению (2. 87а)] при $\gamma = 1000$ *кг/м*³: $N_r = 1{,}2 \cdot 10^{-3} \times 19{,}4^3 \cdot 0{,}256^2 = 0{,}575$ *л. с.* Следовательно, на трение пяти колес расходуется суммарная мощность на валу $5 \cdot 0{,}575/29{,}3 = 0{,}098 \approx 10\%$, что объясняется значительной относительной величиной указанных потерь у тихоходных колес и малым значением выходного угла β_2.



Фиг. 150. Кривые изменения w и β для лопаток B и C (выполненных по дугам круга), согласно фиг. 147. Следует обратить внимание на особые точки в местах перехода от одного радиуса к другому.

II. Одноступенчатые воздуходувки

Требуется рассчитать рабочее колесо, насаженное на свободный конец вала, одноступенчатой воздуходувки с производительностью 330 *м*³/*мин*, с напором 2200 *мм* вод. ст. (или *кг/м*³) при всасывании атмосферного воздуха, с приводом от электродвигателя через редуктор, таким образом, чтобы можно было свободно выбирать число оборотов. Барометрическое давление $b_a = 760$ *мм* рт. ст. при температуре наружного воздуха 20° С (см. фиг. 151). Атмосферное давление p_a в *кг/см*² составляет $p_a = b_a/735{,}5 \cdot (1 - 0{,}000163 t)$; следовательно, при комнатной температуре 20° С имеем $p_a = 1{,}03$ *кг/см*² (коэффициент 0,000163 равен разности температурных коэффициентов расширения ртути и материала (латуни) шкалы отсчета, а именно $(0{,}181 - 0{,}0184) \cdot 10^{-3}$).

Вследствие потерь давления во всасывающем трубопроводе, включая воздушный фильтр, которые оцениваются примерно в 1% абсолютного значения, нагрева воздуха до 23° из-за повышения температуры в машинном помещении примерно на 3°; учитывая коэффициент надежности, принятый равным 6%, расход, вводимый в расчет, будет составлять

$$V' = \frac{1{,}06}{0{,}99} \cdot \frac{273 + 23}{273 + 20} \cdot \frac{330}{6} = 5{,}95 \text{ м}^3/\text{сек}.$$

Кроме того, имеем: давление во всасывающем патрубке

$$P_{\mathrm{I}} = P_a \cdot 0{,}99 = 10\,300 \cdot 0{,}99 = 10\,200 \text{ кг/см}^2;$$

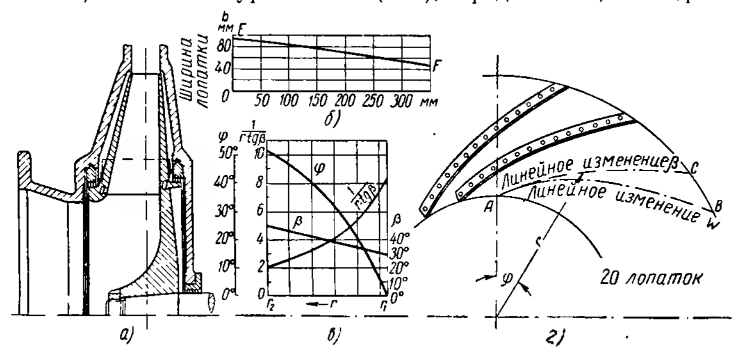
давление в нагнетательном патрубке

$$P_{\mathrm{II}} = P_a + 2200 = 12\,500 \text{ кг/мм}^2;$$

температуру во всасывающем патрубке

$$T_{\mathrm{I}} = 273 + 23 = 296^\circ \text{ абс.}$$

а) **Нормальный ход расчета** (не учитывается уменьшение объема в колесе). Согласно уравнению (1. 1), предполагая, что $c_{\mathrm{I}} = c_{\mathrm{II}}$,



Фиг. 151. Рабочее колесо воздуходувки с приклепанными листовыми лопатками:

а — меридиональный разрез; *б* — развертка лопатки; *в* — диаграмма для расчета по точкам; *г* — к расчету формы лопатки.

причем $H = h_p = h_{ad}$ и тем самым согласно уравнению (1. 12а) $H = 1820$ *м* (при $c_0/A = 103$, $\chi = 1{,}4$) [1], следовательно, $H_{th} = 2165$ *м* при гидравлическом к. п. д. $\eta_h = 0{,}84$.

Значение коэффициента входной скорости ε в выражении $c_s = \varepsilon\sqrt{2gH}$ при подаче воздуха следует выбирать на верхнем пределе равенства (4. 18), т. е. равным 0,25 и соответственно $c_s = 47{,}3$ *м/сек*. Благодаря консольной установке вала $d_n \approx 0$, откуда $D_s = 0{,}400$ *м* и, следовательно, $D_1 = D_s + 30 = 430$ *мм*. Выберем форму колеса нормальной тихоходной машины, т. е. $D_2 = 2D_1 = 860$ *мм*. Далее пусть выходной угол $\beta_2 = 50^\circ$ и тогда по уравнению (4. 53) $\psi' = 1{,}1$. Предварительно число лопаток примем равным $z = 20$, при котором, согласно уравнению (4. 43), коэффициент уменьшения мощности $p = 0{,}147$ и $H_{th\infty} = 2485$ *м*. Отсюда, согласно уравнению (6. 13) и при условии $c_{2m} = c_0 = c_s = 47{,}3$ *м/сек*, получаем: $u_2 = 177{,}7$ *м/сек*, а отсюда $n = \frac{60u_2}{\pi D_2} = 3930$ об/мин и $u_1 = \frac{1}{2}u_2 = 88{,}9$ *м/сек*. При предпо-

[1] Приближенное уравнение (1. 22) или диаграмма значений μ (см. фиг. 343) дает одинаковое значение при $h_{ad}/T_{\mathrm{I}} = 6{,}15$.

ложении, что $\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1} = 1{,}045$, т. е. $c_1 = 1{,}045 \cdot 47{,}3 = 49{,}5$ *м/сек* входной угол определяется из $\operatorname{tg} \beta_1 = c_1/u_1 = 0{,}556$, следовательно, $\beta_1 = 29°6'$.

Проверка числа лопаток по уравнению (6. 9) дает $k = 10{,}45$, следовательно, выше обычного значения 6,5 при подаче воды, как это и делается у компрессоров с тонкими лопатками.

Проверка сужения входа: пусть лопатки сделаны из листа толщиной 1,5 *мм*; так как $t_1 = \pi \cdot 430/20 = 67{,}5$, то уравнение (6. 9б дает непосредственно $\operatorname{tg} \beta_1 = 47{,}3/88{,}9 + \frac{1{,}5}{67{,}5} \cdot \sqrt{1 + (47{,}3/88{,}9)^2} = 0{,}557$ и, следовательно, $\beta_1 = 29°7'$.

После этого проверка степени приближения к звуковой скорости в соответствии с разделом 45 дает низкую величину звукового коэффициента быстроходности $S = S_0 = \frac{n^2 V}{ka^3}$ (при $a = 347$ *м/сек* и $k \approx 1$) равное 2,25, соответственно (см. фиг. 133) число Маха $\frac{w_0}{a} = 0{,}27$ при $\beta_0 \approx \beta_{0a} = 28°$. Отсюда можно видеть, что в таких радиальных колесах не достигаются скорости звука, хотя необходимо учесть, что всасывающая кромка лежит на несколько большем диаметре, чем D_s.

Ширина колеса на входе по уравнению (6. 5) равняется $b_1 = 0{,}093$ *м* $= 93$ *мм*, а на выходе согласно уравнению (6. 15) $b_2 = \frac{1}{2} b_1 = 46{,}5$ *мм*, если пренебречь уменьшением объема и при условии $\frac{t_2 - \sigma_2}{t_2} \approx 1$.

Приклепанные покрывные диски колеса — прямолинейны, учитывая условия их изготовления.

У прямолинейной лопатки согласно уравнению (4. 59) получился бы выходной угол $\beta_2 = 64°10'$, при котором лопатка слегка изогнулась бы назад, что очень желательно. На фиг. 151, *г* штрихпунктиром показана линия *AB*, построенная на основании прямолинейного изменения w по радиусу, причем $w_1 = \frac{c_1}{\sin \beta_1} = 102$ *м/сек*, $w_2 = \frac{c_{2m}}{\sin \beta_2} = 61{,}9$ *м/сек*. Для сравнения приведено очертание *AC*, которое дает прямолинейное изменение β (согласно кривой на той же фигуре, см. в середине). Первая лопатка отличается от последней тем, что она длиннее и имеет точку перегиба непосредственно перед выходом. Для выполнения выбрана форма *AC* и для нее ниже приводится табличный расчет. На фиг. 151 наверху показана развертка очертания лопатки, которая слегка изогнута в верхней части *EF*, хотя образующая стенка колеса прямолинейна, это необходимо принять во внимание при изготовлении штампов.

Значения последней графы табл. 6 облегчают построение угла φ.

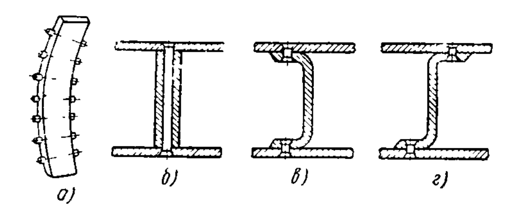
б) **Конструктивное выполнение лопаток.** Лопатки большей частью делаются из стального листа толщиной от 1 до 2,5 *мм*; лист

Таблица 6

Расчет формы лопатки AC (фиг. 151, г) (прямолинейная зависимость β от радиуса согласно фиг. 151, в)

r в м	β в град.	tg β	$B = \frac{1}{r \operatorname{tg} \beta}$ в 1/м	$\Delta f = \frac{\Delta r}{2} \times (B_n + B_{n+1})$	$\Sigma \Delta f = \varphi$	$\varphi^\circ = \varphi \frac{180}{\pi}$ в град.	tg φ
0,215	29,1°	0,556	8,45	0	0	0	0
0,23	30,5°	0,589	7,39	0,1190	0,1190	6,81	0,119
0,25	32,5°	0,636	6,29	0,1368	0,2558	14,65	0,261
. . .	. . .	. . .	. . .	. . .	. . .	. . .	. . .
. . .	. . .	. . .	. . .	. . .	. . .	. . .	. . .
0,41	48,1°	1,116	2,19	0,1466	0,8644	49,5	1,17
0,43	50°	1,193	1,95	0,0414	0,9058	51,9	1,277

изгибается, приобретая Y-образную или Z-образную форму в сечении; к боковым стенкам лопатки приклепываются заклепками с утопленной головкой (фиг. 152). Для устранения ударных кромочных потерь входные и выходные кромки заостряют. Если при-

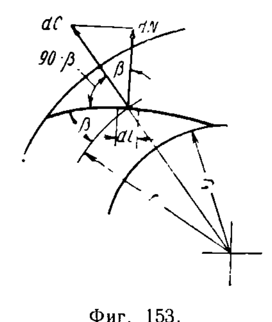


Фиг. 152. Приклепанные рабочие лопатки:

а — тело заклепок выфрезовано; *б* — стержень заклепки утоплен в лопатке; *в*, *г* — листовые лопатки с U-образным и Z-образным профилем.

меняются штампованные лопатки большей толщины, то можно стержни заклепок выфрезеровать из тела лопатки с обеих сторон [220] или вставлять заклепки в сквозные отверстия, проходящие внутри лопатки, причем можно сделать еще дополнительные отверстия для снижения центробежных сил. Эти обе конструкции в особенности часто применяются для небольших колес с параллельными стенками; получается тяжелая конструкция, но гладкие каналы без отбортовок и выступающих головок заклепок. Для нагнетателей наддува двигателей внутреннего сгорания лопатки прессуются из целой дюралюминиевой заготовки вместе со втулкой и большей частью применяются без наружного покрывного диска (см. фиг. 314). Вследствие этого возможно значительное повышение окружной скорости за 450 *м/сек* без удорожания процесса производства. Ввиду того что лопатки при этом устанавливаются радиально, входной

участок лопатки, выступающий в осевой воздухозаборный патрубок, необходимо изогнуть после прессования для достижения безударного входа по направлению окружной скорости. Благодаря этому были достигнуты хорошие результаты, несмотря на необходимость изменения направления лопатки на коротком участке.



Фиг. 153.

Во всех случаях необходимо тщательно исследовать напряжение в лопатках вследствие центробежных сил. У лопатки с отбортованными стенками максимальное напряжение находится на изгибе, а именно большей частью не на наружной окружности, а против ожидания на входе лопатки, что видно из следующего. Если из лопатки вырезать небольшую полоску шириной dl на радиусе r (фиг. 153), то центробежная сила, действующая на этот участок, будет равняться $dC = \frac{\gamma}{g}\, b s\, dl\, r \omega^2$, а ее составляющая, вызывающая изгиб, будет равняться $dN = dC\cos\beta$; изгибающий момент в месте зажатия лопатки равняется $dM_b = \frac{dNb}{12}$. Отсюда изгибающее напряжение получается равным $\sigma_b = \frac{6dM_b}{s^2 dl}$ или после введения значений

$$\sigma_b = \frac{\gamma}{g}\,\omega^2 \frac{rb^2}{s}\cos\beta. \qquad (6.\ 31)$$

Фиг. 154. Колесо с лопатками с вогнутым поперечным сечением.

С ростом радиуса r большей частью очень сильно уменьшаются b и $\cos\beta$, так что σ_b также уменьшается, следовательно, напряжение является решающим при $r = r_1$. В действительности именно там обычно в первую очередь наблюдаются трещины в изгибе или разрывы заклепок. У колес с параллельными стенками максимальное напряжение может возникнуть при $r = r_2$. Следовательно, целесообразно U-образному профилю сообщать известную выпуклость (фиг. 154) или создавать достаточно большой радиус закругления у изгиба, с чем неизбежно связана гидравлически неблагоприятная форма сечения канала. Уравнение (6. 31) показывает, что большая толщина лопатки и большая удельная прочность σ_B/γ, т. е. применение легких металлов снижают опасность разрыва. О конструировании и расчете дисков колес приводятся данные в разделе 119.

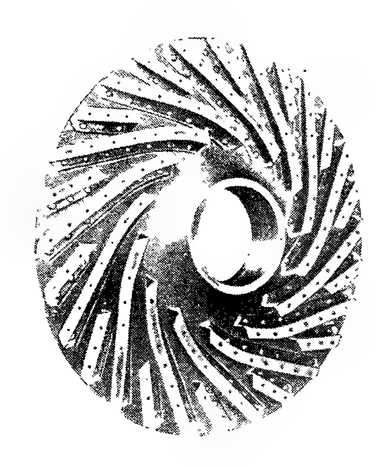
Для увеличения коэффициента давления очень часто применяются промежуточные лопатки между главными лопатками

компрессоров (фиг. 155). Статический момент S в уравнении (4. 41) при этом увеличивается, что можно видеть из уравнения (4. 48). Как подтверждает практика, вследствие этого не наблюдается заметного ухудшения к. п. д.

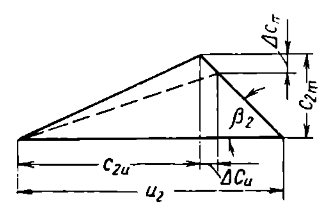
в) Учет изменения удельного объема в колесе (см. раздел 46 п. в). 1) Вследствие увеличения скорости до $c_1 = 49{,}5$ *м/сек* на входе в колесо увеличивается объем. Согласно уравнению (6. 18а) относительное увеличение составляет при $a = 20{,}2 \cdot \sqrt{296} = 345$ *м/сек*

$$\frac{\Delta V}{V_1} = \frac{1}{2}\left(\frac{49{,}5}{34{,}5}\right)^2 = 0{,}0103,$$

т. е. 1,03% и, следовательно, является незначительным. 2) На выходе из рабочего колеса имеет место уменьшение объема, которое вычисляется следующим образом:



Фиг. 155. Склепанное рабочее колесо для средних окружных скоростей с промежуточными лопатками (перед установкой покрывного диска).



Фиг. 156. Диаграмма скоростей: увеличение составляющей скорости c_{2u} при уменьшении c_{2m}.

уравнение (6. 20) дает при $c_{3u} = g2165 : 177{,}7 = 119{,}0$ *м/сек*, следовательно

$$c_3^2 - c_1^2 \approx c_3^2 - c_{2m}^2 = c_{3u}^2 = 14\,100 \text{ м}^2/\text{сек}^2.$$

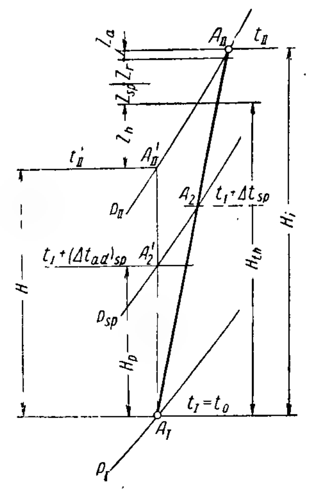
Если ориентировочно принято, что внутренний к. п. д. $\eta_i < \eta_h$ равняется 0,78, то

$$\Delta t_3 = \frac{\frac{1820}{0{,}78} - \frac{14\,100}{2g}}{103} = 15{,}7°.$$

Отсюда согласно уравнению (6. 22) $\frac{V_3}{V_1} = 0{,}914$ (приближенное уравнение (6. 22а) дало бы 0,92); следовательно, $c_{2m} = 0{,}914 \cdot 47{,}3 = 43{,}2$ *м/сек*, если ширина b_2 остается неизменной. С этим связано незначительное увеличение высоты напора (т. е. коэффициента давления), потому что c_{2u} увеличивается на величину Δc_u (фиг. 156), следовательно, также увеличивается c_{3u}, т. е. будем иметь

$$c_{3u} = \frac{c_{2u}}{1+p} = \frac{u_2 - c_{2m}\operatorname{ctg}\beta_2}{1+p} = \frac{177{,}7 - 43{,}2 \cdot 0{,}839}{1{,}147} = 123{,}4 \text{ м/сек}$$

вместо 119 *м/сек*, как было получено выше. Это незначительное повышение надежности расчета можно только приветствовать. Кроме того, уменьшается абсолютный выходной угол α_2, а также угол α_2' в $0{,}914 \cdot 119/123{,}4 = 0{,}88$ раза, так что ширина входа направляющих лопаток может быть соответственно уменьшена. Но последнее не существенно по той причине, что ширина входа в направляющий канал должна быть увеличена по сравнению с расчетным размером на некоторую величину, которая колеблется в широких пределах. Кроме того, следует принять во внимание, что направляющие лопатки очень редко применяются в компрессорах. По этой причине, как правило, становится излишним учет уменьшения объема в радиальном рабочем колесе при высоте напора около $H = 2500$ *м* или при $\frac{p_{II}}{p_I} \approx 1{,}3$. Ступень компрессора с большим напором была рассмотрена в разделе 43.



Фиг. 157. Кривая изменения состояния газа.

г) **Кривые состояния** (фиг. 157). В случае, когда перемещается газообразная среда, представляет интерес проследить изменение состояния по энтропийной диаграмме. Вся энергия, передаваемая 1 *кг* газа, т. е. внутренняя энергия равняется согласно уравнению (1.25а) сумме работы лопатки H_{th}, потере в зазоре Z_{sp} и потере на трение колеса Z_r, поскольку первоначально можно пренебречь потерей Z_a, связанной с обменом импульсами на окружности колеса, которая незначительна при нормальном расходе. Следовательно внутренняя энергия на 1 *кг* газа составляет

$$H_i = 427 c_p (t_{II} - t_I) = H_{th} + Z_{sp} + Z_r. \qquad (I)$$

Здесь $H_{th} = 2165$ *м* и согласно уравнению (1. 25б) раздела 4

$$Z_{sp} = H_{th} \frac{V_{sp}}{V} \qquad (I) \qquad \text{и} \quad Z_r = \frac{75 N_r}{\gamma V}. \qquad (II)$$

Объем необходимо отнести к условиям на выходе из колеса, так что $V = 0{,}914 \cdot 5{,}95 = 5{,}42$ *м³/сек*. Согласно уравнению (2. 77) поток в зазоре равняется

$$V_{sp} = \mu_i \pi D_i b_i \sqrt{2gH_{pi}}, \qquad (III)$$

где $D_i = D_1 = 430$ *мм* и согласно уравнению (2. 74) раздела 15 $b_i = 0{,}6 \cdot 430/1000 + 0{,}1 = 0{,}4$ *мм*; согласно уравнению (2. 72) при $\alpha = 1$ и при применении трех уплотнительных колец ($z' = 3$) $\mu_i = 1/\sqrt{3} = 0{,}58$. Далее из уравнения (3. 30а) при $c_{3u} = 119$ *м/сек* можно вычислить давление в зазоре $H_p = H\,(1 - c_{3u}/2u_2) = 1204$ *м*

(соответственно степени реакции $r = H_p/H = 1204/1820 = 0{,}662$). Отсюда, учитывая уравнение (2. 76) при $u_i = u_1$, так как $(u_2^2 - u_1^2)/8g = 300$ *м*, получим, что внутренняя энергия равняется $H_{pi} = 904$ *м*. Последнее выражение (III) дает тогда

$$V_{sp} = 0{,}58\pi \cdot 0{,}43 \cdot 0{,}0004 \sqrt{2g \cdot 904} = 0{,}042 \ м^3/сек$$

и тем самым уравнение (I) дает

$$Z_{sp} = 2165 \frac{0{,}042}{5{,}42} = 16{,}8 \ м.$$

Для расчета потери на трение колеса Z_r введем в уравнение (II) значение из уравнения (2. 87а), причем удельный вес γ выпадает, после чего получаем

$$Z_r = \frac{9u_3^2 \cdot D_2^2 \cdot 10^{-5}}{V'} = \frac{9 \cdot 177{,}7^3 \cdot 0{,}86^2 \cdot 10^{-5}}{5{,}42} = 68{,}5 \ м.$$

Отсюда получается

$$H_i = 2165 + 16{,}8 + 68{,}5 = 2250{,}3 \ м$$

$$\eta_i = \frac{H}{H_i} = \frac{1820}{2250{,}3} = 0{,}80.$$

Таким образом, в значении внутреннего к. п. д. $\eta_i = 0{,}78$, использованном при расчете изменения объема, содержится достаточный запас надежности, принимая во внимание неучитываемую потерю Z_a на обратные потоки. Считая, что эта разница в коэффициентах полезного действия учитывает потери на обмен импульсами, т. е. сохраняя последнее значение внутреннего к. п. д. 0,78, получим удельную внутреннюю работу равной $H_i = 1820/0{,}78 = 2330$ *м* и отсюда действительное повышение температуры в воздуходувке (при $427 c_p = 103$ для воздуха) будет равняться $t_{II} - t_I = 2330/103 = 22{,}8°$. На фиг. 157 показана кривая состояния в виде политропы на диаграмме iS, причем масштаб ординаты пересчитан с *ккал/кг* на *кгм/кг* и поэтому пропущен множитель $A = 1/427$. Вследствие постоянства теплоемкости c_p ординаты представляют также изменения температуры, причем значения ординат следует разделить на 103.

Состояние в зазоре характеризуется точкой A_2. Следует заметить, что потеря в зазоре согласно этому расчету составляет только $0{,}042/5{,}42 \cdot 100 = 0{,}8\%$. Поэтому прибавка в 6% для расхода, сделанная для одноступенчатой воздуходувки (см. выше данный подраздел), является слишком большой, хотя лопаточные машины и необходимо рассчитывать с большим запасом надежности.

III. Насосы низкого давления или вентиляторы со спиральным кожухом

Для получения достаточного сечения спирального кожуха задаются радиусом выходного сечения (принимая во внимание расчет спирального кожуха в разделе 77, в особенности уравнение 9. 54а),

причем это сечение предполагается круглым, а затем определяют радиус конца языка и соответственно отправную точку для установления диаметра колеса D_2. Выходной угол β_2 определяется согласно треугольнику скоростей из равенства

$$\operatorname{tg}\beta_2 = c_{2m}/(u_2 - c_{2u}) \text{ при } c_{2u} = c_{3u}(1 + p),$$

где $c_{3u} = \frac{gH_{th}}{u_2}$.

Для определения p предварительно выбирают число лопаток z и из уравнения (3. 43) определяют коэффициент уменьшения мощности p при $\psi' \approx 1{,}2$ (несколько выше, чем у насосов с направляющим аппаратом). Если полученный таким образом выходной угол не пригоден, следует изменить исходные параметры расчета или перейти к другой конструкции. Число лопаток следует проверять по уравнению (4. 9).

IV. Насосы с лопатками переменной толщины для горячей воды

Пусть необходимо рассчитать рабочее колесо насоса для питания котла с производительностью 80 000 *кг/час* при давлении пара 30 *атм* при числе оборотов 2800 в минуту, температуре воды 125,5° С; сопротивление трубопровода питания (включая всасывающую трубу) составляет 25 *м* при упомянутой подаче воды (производительность соответствует 1,25 кратному значению нормальной паропроизводительности котла. При числе насосов больше двух производительность одного насоса может быть меньше [221]). Зеркало воды в закрытом баке, откуда идет питание котла, лежит на 15 *м* ниже среднего уровня воды в котле (фиг. 158).

Давление над зеркалом всасываемой воды равняется давлению паров воды, т. е. по таблице пара $p' = 2{,}4$ *ата*. Если барометрическое давление равняется 1 *ата*, то давление над зеркалом воды в котле будет равняться $p'' = 30 + 1 = 31$ *ата*.

Вследствие высокой температуры (см. фиг. 8) удельный вес кипящей воды уменьшается до 939 *кг/м*^{3}, причем сжимаемостью воды можно еще пренебречь.

Согласно уравнению (1. 2) при $c' = c''$ высота напора составляет

$$H = \frac{31 - 2{,}4}{939} 10\,000 + 15 + 28 = 348{,}5 \text{ м}.$$

Кроме того, секундный расход $V = 22{,}2/939 = 0{,}02365$ *м*^{3}*/сек*, так как секундный весовой расход составляет $G = \gamma V = 80\,000/3600 = 22{,}2$ *кг/сек*, а мощность на валу при к. п. д., принятом равным 70%, составляет

$$N = \frac{\gamma VH}{75\eta} = (22{,}2 \cdot 348{,}5) : (75 \cdot 0{,}70) = 147 \text{ л. с.}$$

так что предварительный диаметр вала во всасывающем сечении колеса равняется $d = 14{,}4 \sqrt[3]{(147 : 2800)} = 5{,}2$ *см*. Минимальная требуемая общая высота подбора, т. е. необходимое повышенное

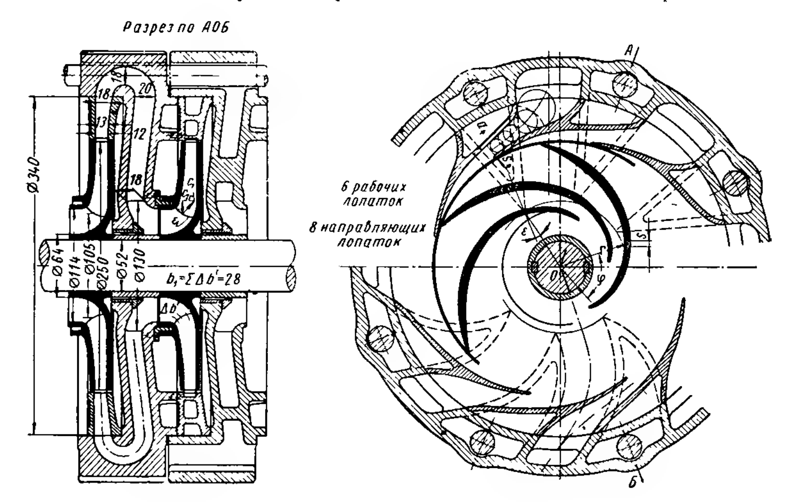
давление в самой высокой точке входного сечения колеса относительно давления на зеркале воды в баке, из которого подается вода к насосу, равняется разрежению Δh и составляет согласно уравнению (5.27) в метрах столба жидкости

$$-(H_s')_{max} = \Delta h = \left[\left(\frac{n}{100}\right)^2 \frac{V}{kS}\right]^{2/3}.$$

При $S = 2,4$ и при предположении, что $k \approx 0,7$ получается

$$-(H_s')_{max} = [28^2 (0,02365/0,7 \cdot 2,4)]^{2/3} = 4,98 \text{ м вод. ст.}$$

Высота подпора, отнесенная к горизонтальной оси вала, очевидно больше на величину $D_1/2$ рассчитанного значения. Кроме того,



Фиг. 158. Рабочее колесо с лопатками переменной толщины и вытянутой входной кромкой для иллюстрации численного примера IV с обратным направляющим аппаратом, образующим непосредственное продолжение прямого (основного) направляющего аппарата. Справа наверху — прямолинейный обратный направляющий аппарат но сильно изогнутые лопатки прямого направляющего аппарата; справа внизу — обратный направляющий аппарат с изогнутыми лопатками при основных направляющих лопатках с малой кривизной.

необходимо еще сделать прибавку для учета изменения давления при резких изменениях режима течения во всасывающем трубопроводе.

а) **Вход.** Диаметр втулки $d_n = 64$ *мм* (фиг. 158) определяется при вычисленном значении диаметра вала. Увеличение расчетного расхода сделано повышенное, а именно, на 10%, вследствие снижения подачи при высоких температурах, как это установлено опытом, а поэтому $V' = 1,1 \cdot 0,02365 = 0,026$ *м³/сек*. При $c_s = 3,75$ *м/сек* определяем из уравнения (6. 4) диаметр $D_s = 114$ *мм*. Соответствую-

щий коэффициент входной скорости ε вычисляется после определения числа ступеней и равняется в данном случае

$$\varepsilon = \frac{c_s}{\sqrt{2g\Delta H}} = 0,1.$$

Следовательно, его значение лежит на нижнем пределе значений, приведенных в разделе 29 (в конце). Для этих лопаток, которые удлинены в сторону впуска, несмотря на одинарную кривизну, значение этого коэффициента можно было бы принимать несколько большим, чем указано там, так как входной угол β_1 не равняется углу наклона линии тока, лежащей в плоскости течения. Но при питании котлов лучше делать угол β_1 поменьше, чтобы применять меньше лопаток и за счет этого получить стабильную напорную характеристику. Поэтому правилен выбор малого значения коэффициента ε. По той же причине следует в этом случае выбирать возможно малый выходной угол β_2.

Для уменьшения высоты подпора, необходимой для насосов горячей воды, входная кромка, выполненная согласно разделу 48, т. е. при сохранении одинарной кривизны лопатки, должна быть удлинена в зону поворота (при этом следует, однако, иметь ввиду, что лучшие результаты получаются при лопатках двоякой кривизны, рассмотренных ниже).

Для средней струйки $D_1 = 105$ *мм* выбирается скорость $c_0 = c_s = 3{,}75$ *м/сек*. Развернутая длина нормальной линии, проходящей через начальную точку (линия BC на фиг. 140), составляет

$$l = V'/(\pi D_1 c_0) = 0{,}0260/(\pi \cdot 0{,}105 \cdot 3{,}75) = 0{,}021 \ \text{м}.$$

Предварительный расчет входа в колесо дает угол наклона средней линии тока на входе в лопатку $\varepsilon_1 = 41°30'$. Лопатку необходимо сделать переменной толщины, причем на входе толщина меньше, а именно может быть принята равной $s_0 = 2$ *мм*. Примем число лопаток $z = 6$; тогда, если ориентировочно принять $\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1} = 1{,}20$, то радиальная составляющая входной скорости c_1 получится равной

$$c_{1r} = c_0 \cos \varepsilon_1 \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1} = 3{,}37 \ \text{м/сек}.$$

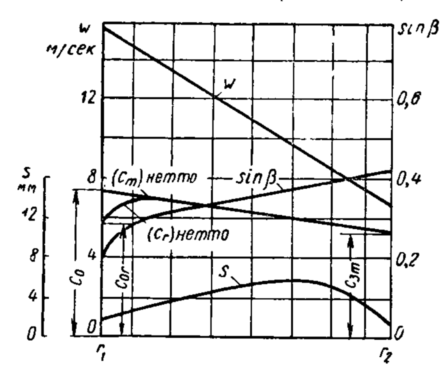
Следовательно, входной угол $\beta_1 = 12°20'$, так как $u_1 = 15{,}4$ *м/сек*, $\operatorname{tg} \beta_1 = c_{1r}/u_1 = 0{,}2186$. Это хорошо совпадает с первоначально принятым значением. При расчете лопатки по точкам определяем еще начальное значение кривой относительных радиальных скоростей

$$w_{1r} = \frac{c_{1r}}{\sin \beta_1} = 15{,}80 \ \text{м/сек}.$$

б) Выход. Вследствие уменьшенного среднего входного диаметра и большого предполагаемого числа ступеней i диаметр D_2 допускается бо́льшим, чем $2D_1$, а именно, допустимо $2{,}4D_1 = 0{,}252$ *м*; согласно уравнению (3. 62) (см. разд. 25) при $k = 1{,}4 \cdot 10^{-4}$, $\Delta H = 70$ *м*; отсюда число ступеней $i = 348{,}5 : 70 \approx 5$ и высота напора

на ступень $\Delta H = 348,5 : 5 = 69,7$ *м*. Если принять гидравлический к. п. д. равным 82%, то теоретический напор ступени $\Delta H_{th} = \Delta H/\eta_h = 85$ *м*. При $\psi' = 0,86$ уравнение (3.43) (раздел 21) дает значение $p = 0,347$, так как отношение радиусов $r_1/r_2 = D_1/D_2 = 1 : 2,4$. При дальнейшем расчете положим в основу случай, рассмотренный в разделе 46, п. б, 2, чтобы с уверенностью получить приемлемые размеры направляющего аппарата, т. е. будем исходить из следующих значений углов $\beta_2 = 25°$, $\alpha_2' = 7°10'$. Отсюда из уравнения (6. 18) раздела 46 получим

$$u_2 = \sqrt{9,81 \cdot 85,0(1 + 0,347 + 0,1248 \cdot 2,145)} = 36,65 \text{ м/сек}$$



Фиг. 159. Диаграмма к расчету рабочих лопаток.

следовательно

$$D_2 = \frac{60u_2}{\pi n} = 0,25 \text{ м} = 250 \text{ мм},$$

что удовлетворительно совпадает с принятым предположением и, таким образом, становится излишним дополнительная проверка значения p. Кроме того, согласно уравнению (6. 16) раздела 46 имеем

$$c_{2m} = 36,65/(1,347 \cdot 7,953 + 2,145) = 2,83 \text{ м/сек}.$$

Если $s_2 = 1,5$ *мм*, т. е. $\sigma_2 = \frac{s_2}{\sin\beta_2} = 3,55$ *мм*, тогда $\frac{t_2}{t_2 - \sigma_2} = 1,026$, а согласно уравнению (6. 15) раздела 46 получим $b_2 = 0,012$ *м* $= 12,0$ *м*; наконец,

$$w_2 = \frac{c_{2m}}{\sin\beta_2} = 6,70 \text{ м/сек}; \quad c_{3m} = c_{2m}\frac{t_2 - \sigma_2}{t_2} = 2,75 \text{ м/сек}.$$

На фиг. 158 показано колесо, построенное по точкам на основе приведенной ниже таблицы вместе с направляющим аппаратом, рассмотренным в разделе 74, п. б.

Данные расчета рабочей лопатки приведены в табл. 7. На фиг. 159 дано протекание линии w от радиуса r в виде прямой линии. Изменение толщины лопатки s согласно начерченной кривой принято таким, что лопатка имеет в середине толщину 7 *мм* (следует учесть, что утолщенная в середине лопатка обуславливает, как показывает практика, уменьшение мощности, следовательно увеличение коэффициента ψ'). Очертание колеса определено при предположении также прямолинейного изменения $(c_m)_{нетто}$ в виде соединительной линии между c_0 и c_{3m}. Для расчета изменения угла β было использовано уравнение (6. 29) раздела 46. Ввиду того что в этом уравнении при данной одинарной кривизне лопатки могут

Таблица 7

К расчету рабочей лопатки

r	s	t	$(c_m)_{netto}$	$\cos\varepsilon$	w	$B=\frac{1}{r\,tg\beta}$	Δf	$\Sigma\Delta f$	$\varphi°$
в *мм*			в *м/сек*	—	в *м/сек*	в *1/м*	—	—	в град.
52,5	2,0	55,0	3,75	0,749	15,80	88,5	—	—	0
60	3,2	62,7	3,64	0,970	14,85	56,2	0,543	0,543	31,1
70	4,8	73,2	3,50	0,995	13,58	43,5	0,499	1,042	59,8
. . .	. . .	. . .	. . .	. . .	. . .	. . .	. . .	. . .	. . .
125	1,5	130,9	2,76	1,0	6,70	17,1	0,134	2,529	145,0

появляться только скорости в плоскости, перпендикулярной к оси, то вместо скорости $(c_m)_{нетто}$ следует внести радиальную составляющую скорости $(c_r)_{нетто} = (c_m)_{нетто}\cos\varepsilon$, так, что уравнение приобретает вид

$$\sin\beta = \frac{s}{t} + \frac{(c_m)_{нетто}}{w}\cos\varepsilon.$$

На фиг. 159 также показана линия $(c_r)_{нетто}$.

Если по чертежу сечения колеса определить его ширину b в осевом направлении, то необходимо учитывать уравнение (6. 30б) при расчете участка вблизи входа в колесо. Вследствие утолщения средней части лопатки, очевидно увеличивается угол β, т. е. лопатка укорачивается. Размеры лопатки и соответствующие значения r, φ, s показаны с припуском на обработку.

ГЛАВА VII

РАДИАЛЬНЫЕ ЛОПАТКИ ДВОЯКОЙ КРИВИЗНЫ

51. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ОЧЕРТАНИЯ КОЛЕСА

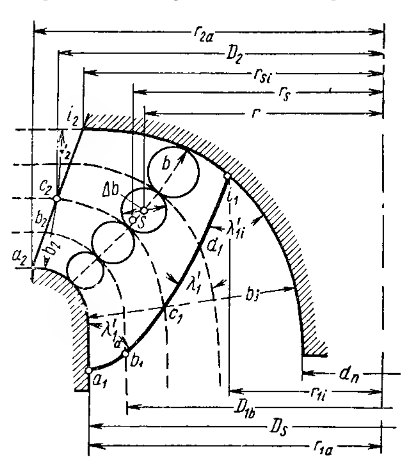
Расчет быстроходных колес производится аналогично расчету тихоходных машин (см. раздел 46), как это можно видеть по образованию форм колес, описанному в разделе 26. Мы будем вновь исходить из предположения бесконечно большого числа лопаток и учитывать влияние шага лопаток, положив в основу несколько большее расчетное значение теоретического напора $H_{h\infty}$, чем действительная работа лопаток H_h; определяется эта величина с помощью уравнения (3. 41). Исходя из одноразмерной теории, траектории частиц воды будут лежать на поверхностях вращения, меридиональные сечения которых, например, будут изображаться линиями a_1a_2 до i_1i_2 на фиг. 160.

Предполагаемая общая форма колеса известна по данным, изложенным в конце раздела 27, поскольку удельное число оборотов было определено из уравнения (4. 2). При последующем расчете определяют входной диаметр D_s либо на основании значения ε из уравнения (4. 15), для чего используется уравнение (6. 4) или проще при предположении входного угла β_{0a} непосредственно из уравнения (4. 14). Если для средней линии тока c_{2m} выбрать равной (или немного больше) c_s, а также выходной угол β_2 (см. раздел 24), то становится известна u_2 из уравнения (6. 12) или (6. 13), если предварительно ввести коэффициент уменьшения мощности $p = \psi' r_2^2/zS$ (приближенно) на основании предполагаемой формы колеса; отсюда получаем $H_{th\infty} = H_{th} \times \times (1 + p)$. Вслед за этим чертят контур колеса.

Очертание боковых стенок $a_1\ a_2$ и $i_1 i_2$ в меридиональном сечении становится приближенно известно: на входе благодаря известному диаметру D_s и диаметру втулки d_n, на выходе благодаря известному диаметру $D_2 = \frac{60u_2}{\pi n}$ и соответствующей ширине $b_2 = \frac{V'}{\pi D_2 c_{2m}}$. Соединение производится таким образом, чтобы получить непрерывный переход от скорости c_s к скорости c_{2m}, причем расчет следует вести по средним значениям для каждой нормальной линии. Расчетное сечение определяется, исходя из радиуса r_3 центра тяжести рассматриваемой нормальной линии и b — ее развернутой длине и тогда, согласно правилу Гульдина, сечение равняется $2\pi r_s b$. Нормальные

линии поля скоростей наносятся первоначально ориентировочно. Очертания стенок следует строить таким образом, чтобы их кривизна была возможно меньшей. Поэтому зону поворота распределяют по возможности на большей длине.

Положение входной и выходной кромок. Аналогично линиям тока строят также входную и выходную кромку в данном меридиональном сечении в виде радиальной проекции, т. е. в виде сечения меридиональной плоскостью поверхности вращения, проходящей через эти кромки. Начнем рассмотрение с машин средней быстроходности, у которых выходные кромки большей частью расположены в виде линий a_2i_2, параллельных оси, если даже фактически они образуют винтовые линии на соответствующем круговом цилиндре. Данные для быстроходных машин приводятся в разделах 54 и 56.



Фиг. 160. Лопатка двоякой кривизны.

Входная кромка располагается в осевом входном канале, так как благодаря этому достигается достаточная длина лопаток и образуются большие каналы. Ввиду того что относительные входные скорости в связи с этим уменьшаются, лопатка менее чувствительна к входному удару. Кроме того, прочность всего колеса возрастает, так что конструкция может удовлетворить всем требованиям без дополнительного упрочнения.

Очертание входной кромки a_1i_1 в меридиональном сечении наносится ориентировочно так, чтобы она примыкала к открытой стенке колеса в точке a_1 по возможности под тупым углом λ'_{1a}. Примыкание к поверхности втулки в точке i_1 должно быть также под углом λ_{1i} приблизительно равным 90°. Однако дальнейшее проектирование лопатки облегчается, если точку i отнести несколько дальше от оси.

Ввиду того, что необходимо стремиться, чтобы все линии тока a_1a_2 до i_1i_2 давали одинаковую высоту напора H, то работа лопаток $H_{th} = H/\eta_h$ должна быть сделана также одинаковой для всех линий тока (при предположении одинакового значения гидравлического к. п. д. η_h). Это условие выполняется у машин средней быстроходности, у которых лопатка заканчивается с одинаковым углом β_2 на одинаковом диаметре по всем линиям тока и расположена вне зоны поворота, где, следовательно, $H_{th\infty}$ повсюду одинакова, согласно основному уравнению, если при этом статический момент одинаков для всех линий тока. Можно было бы попытаться входную кромку проложить как линию одинакового статического момента S для всех линий тока. На такое определение очертания кромок лопатки сле-

дует считать только ориентировочным, потому что это дает большей частью слишком острый угол примыкания и, кроме того, гидравлический к. п. д. в действительности различен для отдельных линий тока. Во всяком случае можно статический момент S окончательно установить для средних струй и тем самым правильно определить условия на выходе, что лучше всего произвести подбором угла β_2 (см. числовой пример в разделе 53). Если хотят также учесть различие обеих величин η_h и S у отдельных линий тока, то это можно сделать по способу, изложенному в разделе 55.

52. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ЛОПАТКИ

Поверхность лопатки состоит из совокупности линий тока, проложенных через входную кромку. Поэтому определяют настолько большое их количество, чтобы можно было с достаточной точностью определить поверхность лопатки. Естественно следует в первую очередь взять линии тока, лежащие на боковых стенках a_1a_2 и i_1i_2, а остальные определить так, чтобы они были равномерно распределены, например, тем, что соответствующие поверхности струй были взаимно ограничены одинаковыми парциальными расходами. Можно также применить способ, описанный в разделе 11 п. в, для построения картины течения, чтобы определить соответствующие линии токов. При этом предполагалось, что меридиональное течение сохраняет свой характер потенциального течения, несмотря на воздействие лопаток, хотя это имеет место даже у идеальной жидкости только при определенных условиях, а именно только при бесконечно большом числе лопаток и когда кривые одинакового момента количества движения rc_u в плане направлены радиально [222]—[225]. Кроме того, трение и конечное число лопаток вызывают отклонения; все же, несмотря на все сказанное выше целесообразно в случаях, когда выходная кромка уходит в зону поворота, т. е. у быстроходных машин, использовать эту картину токов потенциального течения с целью учесть тем самым неравномерность меридиональной скорости c_{2m} вдоль выходной кромки. У машины средней быстроходности, которую мы рассматриваем, выходная кромка лежит главным образом на прямолинейной части линии токов, так что в этом месте нет больше существенной разницы в меридиональной скорости. Поэтому можно предложить простой способ, а именно, пренебречь разницей скорости вдоль нормальной линии по всему течению, следовательно, в расчет ввести среднюю меридиональную скорость для любой нормальной линии. Это вполне допустимо, потому что очертание лопатки между входом и выходом в большей степени произвольно и в первую очередь имеет значение область выходной кромки.

Построение линий тока можно произвести этим упрощенным способом, для чего первоначально наносят ориентировочно некоторые нормальные линии на основании известного очертания боковых стенок и на них строятся столько же отрезков $\Delta в$, сколько предусмотрено частичных потоков (см. фиг. 160). Они должны удовлетворять условию, что $2\pi r\Delta в$ и, следовательно, также $r\Delta b$ имеет одинаковое зна-

чение для любого частичного потока. На основании полученных таким образом линий тока следует проверить первоначально предположенные нормальные линии и в случае необходимости повторить построение по этому способу.

Для каждой линии тока можно затем определить начало в конец очертания лопатки аналогичным образом, как это было описано в разделе 46 для цилиндрической лопатки. Расчет выходного диаметра D_2 приближенно производился уже при определении выходной кромки и теперь можно окончательно рассчитывать его по уравнению (6. 13). Входной угол β_1 определяется из условий безударного входа, например, для любой линии тока $d_1 d_2$, потому что

$$u_1 = \pi \frac{nD_1}{60}, \tag{7. 1}$$

для случая отсутствия предварительной закрутки здесь также не учитывается отклонение на входе (вследствие конечного числа лопаток) из выражения

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_1}{u_1}, \tag{7. 2}$$

где

$$c_1 = c_0 \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}. \tag{7. 3}$$

Если очертания колеса на входе спроектированы для постоянного значения скорости c_m, то c_0 является одинаковой для всех струй. В другом случае скорость c_0 определяется из выражения

$$c_0 = \frac{V'}{2\pi r_{1m} b_1}, \tag{7. 3а}$$

причем r_{1m} обозначает радиус центра тяжести участка нормальной линии, проходящей через начальную точку рассматриваемой линии тока, а b_1 — развернутую длину этой нормальной линии. В общем случае каждой линии тока соответствует различное значение скорости c_0, когда входная кромка в меридиональном сечении не представляет нормальной линии, как это показано на фиг. 160. Ввиду того что скорость c_0, вообще говоря, переменная и сужение лопатки изменяется, то c_1 становится различной для каждой струи. Кроме того, изменяется u_1, так как изменяется r_1.

При определении коэффициента сужения $\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}$ необходимо, строго говоря, принимать во внимание еще то, что толщина стенки s_1' вследствие наклонного разреза больше действительной толщины стенки s_1, причем она определяется из выражения

$$s_1' = \frac{s_1}{\sin \lambda_1}, \tag{7. 4}$$

где λ_1 означает угол между поверхностью лопатки и поверхностью потока на входе. Этот угол можно определить из равенства

$$\operatorname{ctg} \lambda_1 = \operatorname{ctg} \lambda_1' \cos \beta_1, \tag{7. 5}$$

когда λ_1' представляет угол, измеренный в меридиональном сечении между линией тока и входной кромкой. Отсюда

$$\sigma_1 = \frac{s_1'}{\sin\beta_1} = \frac{s_1}{\sin\beta_1 \sin\lambda_1}. \tag{7.6}$$

Равенство (7. 5) предполагает, что входная кромка лежит в плоскости, проходящей через ось вращения. Отклонения от этого условия, однако, оказывают несущественное влияние на точность расчета. Уравнения (7. 4) и (7. 6) можно также объединить и сужение лопатки вычислить по формуле

$$\frac{t_1 - \sigma_1}{t_1} = 1 - \frac{s_1}{t_1}\sqrt{1 + \frac{\operatorname{ctg}^2\beta_1}{\sin^2\lambda_1'}}. \tag{7.7}$$

Далее построение поверхности лопатки можно произвести по одному из двух способов, о которых сообщалось уже в разделе 28 для лопатки одинарной кривизны. Поясним их на примере машины средней быстроходности.

а) Развертка сечения лопатки на коническую поверхность. Этот самый старый способ состоит в том, что пространственно изогнутые линии токов, т. е. линии пересечения поверхности лопатки с поверхностями, образованными линиями тока, переносят на конические поверхности (фиг. 161, *а*), которые касаются поверхностей течения. Ввиду того, что конические поверхности можно развернуть, построенное таким образом очертание лопатки можно дать в плоскости чертежа. Касательный конус большей частью располагается так, что его образующая Od_1 касается рассматриваемой линии тока в точке d_1 на входе или позади ее. Следовательно, необходимо сперва пространственные линии токов отобразить на образующей конуса Od_1. Это делается следующим образом: точку m данной линии тока переносят на касательный конус Od_1 по m^x, так чтобы она оставалась, с одной стороны, в той же плоскости, проходящей через ось, и, с другой стороны, удовлетворяла условию

$$d_1 m^x = \smile d_1 m.$$

При этом очевидно, что угол наклона β линии тока относительно соответствующей окружности будет искажен в точке m, потому что длина окружности укорачивается в отношении радиусов $\frac{r^x}{r}$, а длина в плоскости оси сохраняется.

Новый угол β^x определяется из равенства

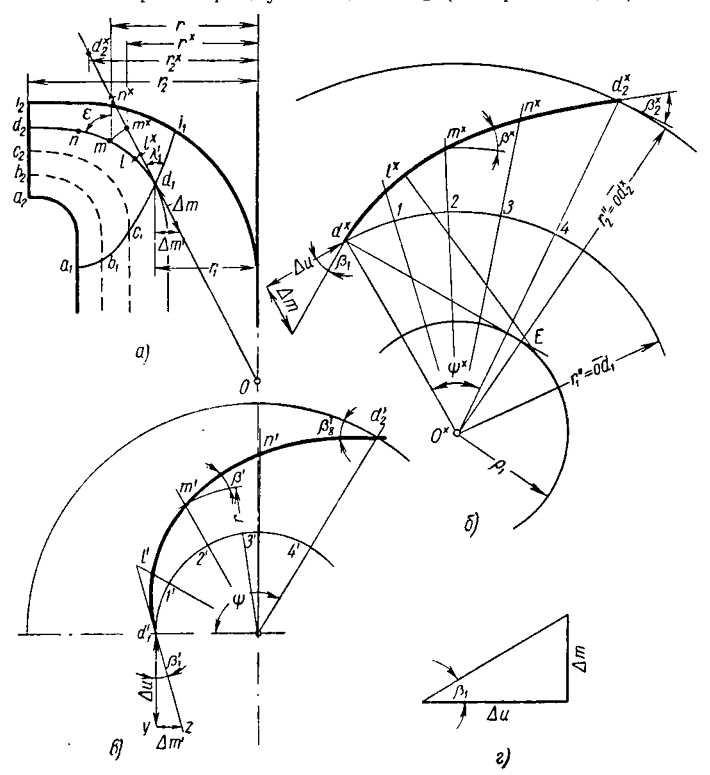
$$\operatorname{tg}\beta^x = \frac{r}{r^x}\operatorname{tg}\beta. \tag{7.8}$$

Чтобы лучше сохранить соответствие углов иногда применяют два касательных конуса, из которых один касается поверхности потока на входе, а другой — на выходе, поскольку существенно главным образом сохранение входных и выходных углов. Но можно

обойтись и одним касательным конусом, если пересчитать угол развертки с помощью равенства (7. 8). Этот способ рассматривается ниже, благодаря его простоте. На рассматриваемой линии d_1d_2 отобразим сперва точку d_2 по d_2^x, так что

$$d_1d_2^x = \smile d_1d_2; \quad \operatorname{tg} \beta_2^x = \frac{r_2}{r_2^x} \operatorname{tg} \beta_2. \tag{7.9}$$

Теперь нам известны начальный и конечный углы β_1 и β_2^x; тогда мы можем начертить радиусы Od_1 и Od_2^x (см. фиг. 161, *б*).



Фиг. 161. Развертка сечения лопатки d_1d_2 на поверхности конуса od_2^x.

Произведем развертку сечения лопатки в виде дуги круга по правилам, изложенным для лопатки одинарной кривизны (см. раздел 47). При этом в особенности целесообразно применить более пологую кривую вместо окружности, заменяющей архимедову спираль, для очертания входа при сохранении угла β_1, и тем самым компенсировать искажение углов. Продолжение строится в виде дуги круга или по лекалу, таким образом, что линии проходят под углом β_2^x.

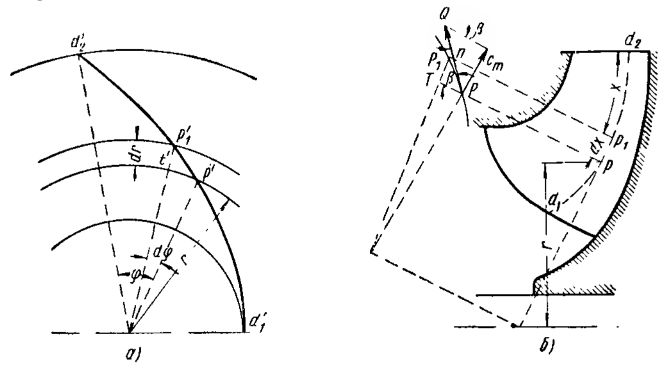
Образующая окружность соответствующей архимедовой спирали имеет радиус $\rho_1 = Od_1 \sin\beta_1$. Это очертание лопатки переносится затем на проекцию в плане (см. фиг. 161, *в*), причем концентрические окружности развертки представляют отображения коаксиальных окружностей поверхности потока; последние проектируются в действительном масштабе. Целесообразно первоначально разделить на некоторое число равных частей дугу $d_1^x 4$ входной окружности, с соответствующим центральным углом ψ^x развертки. Длины дуг d_1^x по точкам 1, 2, 3 и т. д. отрезков могут быть непосредственно перенесены на проекцию входного круга в плане, начиная с точки входа d_1' по одноименным точкам $1'$, $2'$ и т. д. Аналогично радиальные отрезки $1 - l^x$, $2 - m^x$ и т. д. развертки получаются с истинными размерами в вертикальной проекции, начиная с d_1, на образующей линии $d_1 d_2^x$ конуса вплоть до l^x, m^x и т. д. или же лучше всего непосредственно развернуть на линии тока $d_1 d_2$ до l, m, n и т. д. Ввиду того, что радиусы к пространственным точкам, соответствующим точкам l, m, n, проектируются в натуральном масштабе как в плане, так и в боковой проекции, то проекции точек l', m', n' и т. д. в плане определяют по соответствующим радиусам (например, r для точки m) на боковой проекции и переносят в план по ранее определенным точкам $1'$, $2'$, $3'$ и т. д. соответствующих радиусов-векторов; благодаря этому определяется очертание лопатки $d_1 l' n' d_2'$ в плане. Аналогичным же образом рассматриваются все линии токов.

Углы ψ^x при развертке выбирают так, чтобы входная кромка в плане приблизительно была расположена радиально с целью совпадения входной кромки с осевой плоскостью. Между углами ψ^x и ψ существует зависимость

$$\psi^x = \frac{\psi r_1}{r_1''},$$

где $r_1'' = \overline{Od_1}$. Входная кромка не обязательно должна быть параллельна оси, но может иметь любой наклон, например проходить по винтовой линии на круговом цилиндре диаметром D_2; кроме того, начерченные линии токов могут быть любым образом повернуты вокруг оси. Дополнительное замечание. Если радиусы r_2 и r_2^x точек d_2 и d_2^x очень сильно отличаются, что, например, имеет место у тихоходных машин с сильно вытянутой входной кромкой в заборный патрубок (насосы для питания котлов), то искажение углов при построении может затруднить проектирование. Этого недостатка нет у описанного ниже в подразделе б способа, который вообще следует предпочесть описанному выше. Если несмотря на это применяют развертку на конус, то целесообразно использовать входной конус только для очертания входа, а очертание выхода построить отдельно на кальке, где оно проектируется в натуру для тихоходных и средней быстроходности машин. Затем можно этот участок лопатки путем вращения вокруг центра легко перевести в положение, которое создает возможность наиболее удовлетворительного соединения обоих концов лопатки.

б) **Расчет сечения лопатки по точкам.** Пространственно изогнутую линию тока можно аналитически определить на всей ее длине. Способ, описанный в разделе 47 для цилиндрической лопатки, можно дополнить следующими рассуждениями. На фиг. 162 показана произвольная линия тока в виде проекции на окружность d_1d_2 в меридиональном сечении и в виде ортогональной проекции $d_1'd_2'$ в плане. Рассматривая очень малый участок $pp_1 = dx$ в меридиональном раз-



Фиг. 162.

резе, действительные размеры которого pp_1 показаны на правой стороне фиг. 162 и который в плане изображен отрезком $p'p_1'$, увидим, что у очень малого треугольника PP_1T угол у вершины T является прямым, а у вершины P равен β, следовательно,

$$\overline{PT} = \frac{\overline{P_1T}}{\operatorname{tg}\beta} = \frac{dx}{\operatorname{tg}\beta}.$$

Ввиду того что отрезок PT окружности совпадает с ее проекцией $\overline{p't'} = rd\varphi$, то получаем

$$rd\varphi = \frac{dx}{\operatorname{tg}\beta}; \text{ или } d\varphi = \frac{dx}{r\operatorname{tg}\beta} \qquad (7.10)$$

После интегрирования, если одновременно умножить на $180/\pi$, чтобы получить угол в градусах, будем иметь

$$\varphi^\circ = \frac{180}{\pi}\int_0^x \frac{dx}{r\operatorname{tg}\beta}. \qquad (7.11)$$

При этом, как показано на фигуре, φ и x измеряются от выходной точки линии тока, т. е. знаки этих двух величин выбираются обратными по сравнению со сделанным предположением при выводе, вследствие чего результат, очевидно не изменяется. Уравнение (7. 11) приблизительно совпадает с уравнением (6. 24). Этот способ проектирования лопатки имеет, следовательно, такой же порядок, как

и предыдущий, только значения $1/(r\,\mathrm{tg}\beta)$ наносятся в зависимости от развернутой длины x линии тока, чтобы получить значение интеграла, соответствующее отдельным длинам x. Значения $1/(r\,\mathrm{tg}\beta)$ получают с помощью кривой r, которая определяется по боковой проекции, вместе с кривой β. Последнюю можно определить непосредственно, исходя из известных начальных и конечных значений угла; ее можно также вычислить по выбранной закономерности для любого другого заданного очертания поверхности лопатки. Например, если выбрать форму кривых w и c_m в зависимости от x (см. пример 1 раздела 50 расчета радиальной лопатки), то угол β можно вычислить из равенства

$$\sin\beta = \frac{c_m}{w} \qquad (7.\,12)$$

и тем самым также вычислить значения $1/(r\,\mathrm{tg}\beta)$.

Чтобы избежать применения коэффициента сужения $\frac{t}{t-\sigma}$, который был необходим в предыдущем уравнении для определения кривой c_m, можно использовать зависимость, соответствующую уравнению (6. 29), а именно:

$$\sin\beta = \frac{s'}{t} + \frac{(c_m)_{netto}}{w}, \qquad (7.\,13)$$

где $(c_m)_{нетто}$ — меридиональная скорость при $s = 0$; s' — толщина стенки в сечении с поверхностью потока, которая связана с действительной толщиной стенки s зависимостью, соответствующей уравнениям (7. 4) и (7. 5)

$$s' = \frac{s}{\sin\lambda}. \qquad (7.\,14)$$

Здесь λ вновь означает угол между поверхностью лопатки и поверхностью струи, который определяется из равенства (7. 15) [касательные в точке p к линии тока d_1d_2, к линии пересечения xy поверхности лопатки с плоскостью оси и к действительной линии тока образуют прямоугольный сферический треугольник, откуда и следует равенство (7. 15)]

$$\mathrm{ctg}\,\lambda = \mathrm{ctg}\,\lambda' \cos\beta, \qquad (7.\,15)$$

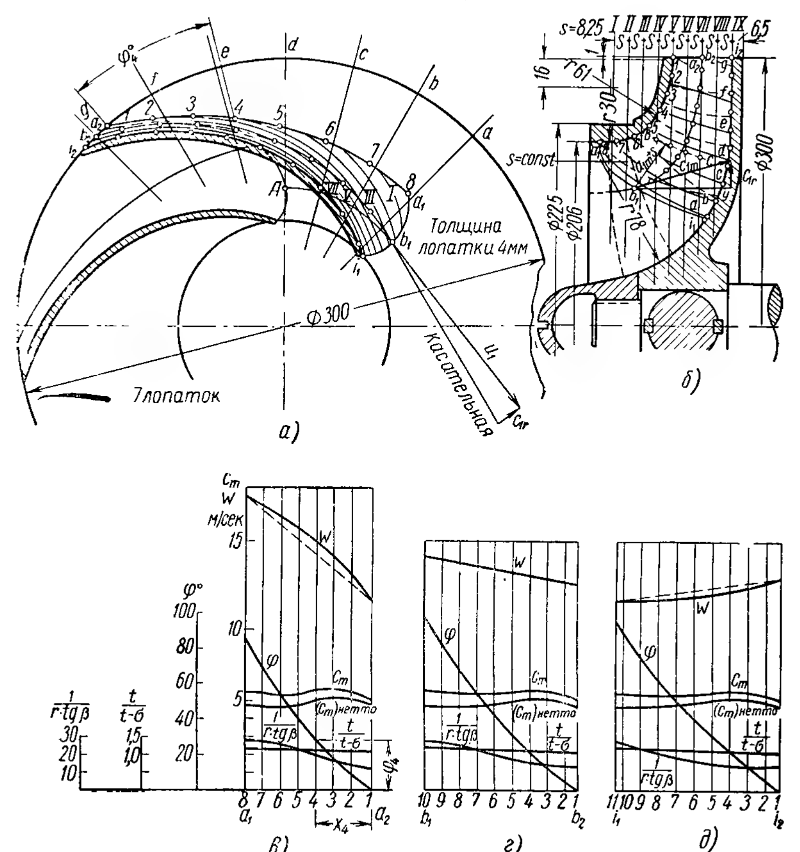
причем λ определяется по меридиональному сечению, как угол между линией тока d_1d_2 (фиг. 163) и линией пересечения xy поверхности лопатки с плоскостью оси, проходящей через рассматриваемую точку p. Равенства (7. 14) и (7. 15) можно объединить в виде

$$s' = s\sqrt{1 + \mathrm{ctg}^2\lambda' \cos^2\beta}. \qquad (7.\,16)$$

Пока еще не известны сечения xy, необходимые для определения угла λ', так что предварительно необходимо ориентировочно выбрать угол λ' и позднее внести поправку. Как правило, лопатки имеют постоянную толщину; поэтому вполне допустимо, чтобы принять за форму кривой s' прямую линию, соединяющую начальное значение s_1' с конечным значением s_2'. На входе можно принять $\lambda' = \lambda_1'$, следовательно, равным углу между линией тока и входной кромкой; сужение лопатки имеет настолько малое влияние на выходной угол,

что можно воспользоваться любым приближенным допущением, если не хотят ввести $s_2' = s_2$.

По соответствующим значениям r и φ строится по точкам проекция $d_2'd_1'$ линии тока в плане. Для других линий тока поступают



Фиг. 163. К проектированию лопаток средней быстроходности по точкам, согласно числовому примеру раздела 63.

аналогичным образом. Описанный способ обеспечивает непрерывность всей поверхности. Полученная поверхность лопатки, строго говоря, представляет среднюю поверхность между передней и задней стороной лопатки, но большей частью относится к передней стороне, потому что тогда угол получится несколько завышенным. Этот способ сравнительно быстро приводит к цели и имеет то преимущество, что поверхность лопатки определяется однозначно, если задана

закономерность, которая кладется в основу расчета. Следовательно, исключается влияние индивидуальных особенностей лица, которому поручено начертить поверхность.

Когда этим способом будут начерчены линии тока в плане, начиная от принятой выходной кромки, то входная кромка в плане получится в виде соединительной линии конечных точек. Таким образом, она может быть принята произвольно только в боковой проекции, но не в плане. Однако и здесь имеется возможность произвольно повернуть вокруг оси линии тока в плане. Необходимо лишь обратить внимание на то, чтобы через нее можно было провести непрерывную поверхность; это в достаточной степени обеспечивается плавным очертанием выходной кромки. Это вращение вокруг оси может оказаться необходимым, чтобы создать приблизительно радиальное очертание входной кромки в плане или, что еще важнее, для устранения острого угла между лопаткой и боковой стенкой. Этот угол в меридиональном сечении приближенно определяется по углу между боковыми ограничивающими поверхностями и осевым сечением, которое рассматривается в следующем подразделе «в».

в) Построение поверхности лопатки. Касательные. Если при одном из описанных выше способов было определено достаточное количество линий тока в плане, то рекомендуется построить касательные на входе и выходе для точного определения входных и выходных кромок лопатки. В произвольной точке m' проекции линии тока (см. фиг. 161, *в*) угол наклона β' касательной определяется из равенства

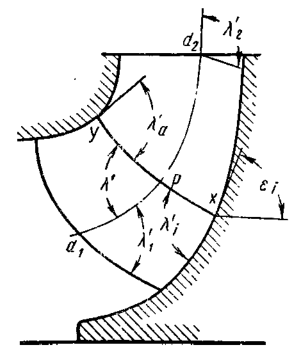
$$\operatorname{tg} \beta' = \operatorname{tg} \beta \sin \varepsilon, \tag{7.17}$$

где β соответствует действительному углу наклона пространственной линии тока в рассматриваемой точке относительно окружности, а ε — угол между линией тока и направлением оси, который определяется в меридиональном сечении. После этого можно легко определить угол наклона в любой точке проекции линии тока и тем самым касательную. На фиг. 161, *а* показано графическое построение касательной в точке d_1 входа, для чего используется прямоугольный треугольник. На фиг. 163, *а* показано построение касательной, исходя из треугольника скоростей для точки b_1 входа. Для машин средней быстроходности выходной угол β_2 проектируют в натуральную величину.

Осевые и модельные сечения. Для проверки плавного очертания полученной поверхности лопатки используется секущие осевые плоскости *а*, *g* (фиг. 163, *а*, *б*). Эти сечения в плане дают пучок радиальных лучей. Построение боковой проекции очень облегчается тем, что радиусы проекции одной точки одинаковы в плане и в боковой проекции. Для цилиндрической части поверхности потока, где не применим этот способ, можно легко добиться цели с помощью развертки (способ «а») или с помощью диаграммы φ, x (способ «б»). Если между полученными линиями разреза нет необходимого постепенного перехода, то проекции траекторий необходимо соответственно изменить. Эта последующая проверка в осо-

бенности необходима при проектировании лопатки по первому способу, в то время как при расчете по точкам в достаточной степени обеспечивается плавный переход самим способом, так что здесь может идти речь только о проверке ошибок чертежа.

Углы λ'_a и λ'_r, под которыми осевые сечения xy (см. фиг. 164) пересекают боковые стенки в меридиональном сечении, должны по возможности быть близкими к 90°, так как они приблизительно совпадают с действительными углами λ_a и λ_i между поверхностью лопатки и боковой стенкой, поскольку угол β обычно является малым (это можно установить на основании уравнения (7. 15), потому что $\cos\beta \approx 1$ при очень тупом угле β, очевидно, можно допустить также малые боковые углы λ_a и λ'_i. Этим способом устраняется образование острых углов в каналах, которые увеличивают трение. Соблюдение этого правила особенно важно при построении внешних линий тока на входе принимая во внимание всасывающую способность насоса. Соответственно можно выбрать наклонное положение выходной кромки относительно окружности. Необходимость устранения острых углов в межлопаточных каналах имеет более важное значением, чем радиальное очертание входной кромки в плане. Последнее должно терять свое значение уже потому, что наклонное расположение входной кромки в плане представляет собой преимущество в связи с тем, что составляющая относительной входной скорости, перпендикулярная к входной кромке, уменьшается и вследствие этого уменьшается опасность кавитации (или превышение скорости звука).



Фиг. 164.

Изготовление модели лопатки на заводе осуществляется либо непосредственно по названным выше осевым сечениям или чаще с помощью соответственно разрезанным и склеенным вместе планкам одинаковой толщины, плоскости которых перепендикулярны к оси.

Для создания кривых, которые должны ограничивать эти планки, строят в плане линии сечения поверхности лопатки плоскостями, перпендикулярными к оси (так называемые модельные сечения); расстояние между плоскостями сечений равно толщине планок, применяемых при изготовлении литейных моделей. По форме этих линий можно определить создана ли непрерывная плавная поверхность или нет. Если лопатки или их штампы отливаются, то необходимо на чертеже предусмотреть допуск на усадку.

53. ЧИСЛОВОЙ ПРИМЕР РАСЧЕТА КОЛЕСА СРЕДНЕЙ БЫСТРОХОДНОСТИ (КОЛЕСО ФРЕНСИСА)

Пусть требуется спроектировать рабочее колесо насоса охлаждающей воды с производительностью 500 *м*³/*час* = 0,139 *м*³/*сек*, при высоте напора 18 *м* и 1450 об/мин. Удельное число оборотов опре-

деляется из уравнения (4. 2), причем оно равняется $n_q = 62$ ($n_s = 226$). Для этих лопаток двоякой кривизны можно выбрать достаточно высокий кавитационный коэффициент быстроходности в соответствии с разделом 38. Выберем $S = 3$. Тогда из уравнения (5. 28) получаем $A - H_t = 9{,}3$ *м*, $\kappa = 0{,}94$, наибольшая допустимая общая высота всасывания $(H_s')_{max} = 4{,}48$ *м*. Коэффициент надежности 6% дает следующий расход, который положен в основу расчета:

$$V' = 1{,}06 \frac{500}{3600} = 0{,}1472 \text{ м}^3/\text{сек}.$$

На основании уравнения (4. 17), зная удельное число оборотов, получаем $\varepsilon = 0{,}251$, если исходить из коэффициента 0,016, что близко к нижнему пределу при подаче воды. Отсюда $c_s = \varepsilon\sqrt{2gH} = 4{,}73$ *м/сек*. Колесо свободно сидит на валу (фиг. 163, *б*). Учитывая характер крепления, можно принять, что $d_n = 50$ *мм*. Тогда согласно уравнению (64) раздела 46, имеем $D_s = 0{,}206$ *м* $= 206$ *мм*.

К. п. д. η данного насоса должен равняться примерно 0,80. Если осторожно оценить гидравлический к. п. д., равным 0,85, то теоретический напор $H_{th} = 18/0{,}85 = 21{,}2$ *м*. Предварительно коэффициент уменьшения мощности p оценивается ориентировочно 0,35, вследствие чего $H_{th\infty} = H_{th}(1 + p) = 28{,}6$ *м*. Выбрав выходной угол $\beta_2 = 26°$ и $c_{2m} \approx c_{3m} = c_0 = c_s = 4{,}73$ *м/сек*, тогда по уравнению (6.13) определяем $u_2 = 22{,}3$ *м/сек* и, следовательно, $D_2 = \frac{60u_2}{\pi n} = 0{,}294$ (в случае, когда спиральный кожух применяется в качестве единственного направляющего аппарата, целесообразно проверить в этом месте, не является ли выход слишком широким или слишком узким; проще всего это сделать путем определения радиуса ρ_{max} конечного сечения спирали на основании уравнения (9. 54), которое должно позволить создание конического перехода к сечению нагнетательного патрубка). Пусть колесо выполняется с диаметром $D_2 = 300$ *мм* и изменения вместе с другими поправками учитываются в конце посредством соответствующего изменения выходного угла β_2.

Тогда имеем

$$b_2 = \frac{V'}{\pi D_2 c_{3m}} = 0{,}033 \text{ м} = 33 \text{ мм}.$$

Отношение диаметров $\frac{D_2}{D_s} = 300 : 206 = 1{,}46$ приемлемо для данной быстроходности.

Зная теперь значения D_2, b_2, D_s, d_n, можно начертить сечение колеса при постоянной меридиональной скорости $(c_m)_{\text{непто}} = c_0 = c_{3m}$ после того, как построена проекция выходной кромки на окружность, концентрическую с осью. Для получения малой кривизны стенок ее целесообразно начинать у самой выходной кромки. При этом следует принимать во внимание небольшие колебания скорости $(c_m)_{\text{непто}}$, как это можно видеть на фиг. 163, *в*, *г*, *д*.

Поскольку выходная кромка значительно удалена от зоны поворота, достаточно использовать три линии тока a_1a_2, b_1b_2 и c_1c_2, после

чего требуется определить только среднюю линию b_1b_2, причем можно принять упрощение о постоянстве значения c_m вдоль любой нормальной линии. Теперь мы можем ориентировочно определить крайнюю точку a_1 входной кромки и построить линию постоянного статического момента S (ay на фиг. 163, *б*), после предварительного определения этой величины для линии тока a_1a_2, равной $S = 0{,}0084$ *м*^{2} (путем последовательного построения отрезков одинаковой длины $\Delta x = 10$ *мм* $= 0{,}01$ *м* на этой линии тока и последующего определения $S = \Delta x \sum \Delta r$).

В заключение входную кромку можно начертить так, чтобы она пересекала боковые стенки под наиболее тупыми углами: это вынуждает несколько отклониться от линии одинакового статического момента. Затем ориентировочно определим входной угол β_1 для средней линии тока из уравнения (7. 2) и получим число лопаток на основании уравнения (4. 7) при $k = 6{,}5$, определив $r_m = 109{,}5$, $e = 86$ *мм*, округленно $z = 7$. Для этой линии тока получается $S = 0{,}0094$ *м*^{2}. После этого можно проверить коэффициент уменьшения мощности $p = \psi' r_2^2 / zS$. Предположим, что $\psi' = 1{,}05$ (следовательно, несколько больше, чем было указано в разделе 22, учитывая быстроходность колеса), получим $p = 1{,}05 \cdot 0{,}150^2/(7 \cdot 0{,}0094) = 0{,}359$ по сравнению с предложенным значением 0,350. Если хотят учесть также сужение лопатки на выходе, то при толщине $s = 4$ *мм* (что равняется ширине сечения s_2' на поверхности описанной рассматриваемой линии тока, несмотря на преднамеренное наклонное положение выходной кромки по окружности, потому что иначе остается неучтенным заострение на входе) получаем $\sigma_2 = \frac{4}{\sin \beta_2} = 9{,}13$, далее $t_2 = \frac{\pi D_2}{z} = 134{,}6$ *мм*, тогда $t_2/(t_2 - \sigma_2) = 1{,}07$, следовательно, $c_{2m} = 1{,}07\ c_{3m} = 1{,}07 \cdot 4{,}73 = 5{,}06$ *м/сек*. Окончательный выходной угол β_2, учитывая выходной треугольник на фиг. 95, получается из равенства, где

$$\operatorname{tg} \beta_2 = \frac{c_{2m}}{u_2 - c_{2u}},$$

где

$$u_2 = 22{,}8 \text{ и } c_{2u} = c_{3u}(1 + p) = \frac{gH_{th}}{u_2}(1 + p);$$

$$c_{2u} = \frac{9{,}81 \cdot 21{,}2}{22{,}8 \cdot 1{,}359} = 12{,}4 \text{ м/сек};$$

таким образом

$$\operatorname{tg} \beta_2 = \frac{5{,}06}{10{,}4} = 0{,}487; \qquad \beta_2 = 26°0'.$$

Полученное совпадение с ранее принятым значением, т. е. взаимная компенсация отклонений от точного расчета, является случайным, но даже в случае расхождения расчет повторять не требуется.

Вычисленные значения входного угла β_1 приведены в табл. 8. При этом предварительно выбирался коэффициент сужения, как и у цилиндрической лопатки и после вычисления в первом приближении производился повторный расчет для проверки. Этого повторения расчета можно избежать, если использовать следующую зависимость, которая, аналогично уравнению (6. 9a), получается из объединения уравнений (7. 2), (7. 3) и (7. 7)

$$\operatorname{tg}\beta_1 = \left[\frac{c_0}{u_1} + \frac{s_1}{t_1}\sqrt{\left(1 - \frac{s_1^2}{t_1^2}\right)\frac{1}{\sin^2\lambda_1'} + \left(\frac{c_0}{u_1}\right)^2}\right]\frac{1}{1 - \left(\frac{s_1}{t_1}\right)^2}.$$

Здесь, как правило можно пренебречь величиной $\left(\frac{s_1}{t_1}\right)^2$ по сравнению с единицей, после чего получим

$$\operatorname{tg}\beta_1 = \frac{c_0}{u_1} + \frac{s_1}{t_1}\sqrt{\frac{1}{\sin^2\lambda_1'} + \left(\frac{c_0}{u_1}\right)^2}.$$

Лопатка (см. фиг. 163, *а*) рассчитана по точкам с помощью диаграммы изображенной на той же фигуре внизу. При расчете мы исходили по возможности из прямолинейного протекания величины относительной скорости w, начальное значение которой $w_1 = \sqrt{u_1^2 + c_1^2}$, согласно данным табл. 8, было вычислено равным 16,54; 13,1; 10,62 *м/сек*. Конечное значение относительной скорости w_2 одинаково в данном случае для всех трех линий тока, потому что диаметры равны, а разница по гидравлическому к. п. д. η_h и S, как показывает опыт, не должна учитываться для отдельных линий тока[1]

$$w_2 = \frac{c_{2m}}{\sin\beta_2} = \frac{5\cdot 10}{0{,}44} = 11{,}59 \text{ м/сек}.$$

Кривую скорости w можно считать прямой только для средней линии тока. У линии тока a_1a_2 она должна изгибаться кверху, у линии тока i_1i_2 — изгибаться вниз, потому что стремятся сделать очертание входной кромки в плане по возможности радиальным.

После вычисления кривых угла β из уравнения (7. 12) составляются таблицы вычисленных значений угла φ из уравнения (7. 11) путем определения площадей под кривой $1/(r\operatorname{tg}\beta)$. Вместе со значениями радиуса r и угла φ определяются проекции линий тока в плане, начиная от выходной кромки, причем принимается, что выходная

---

[1] Кривая w, показанная на фиг. 163, *в*, *д*, учитывает разницу η_h и S в соответствии с данными, приведенными в разделе 55 (следствием чего и является изменение выходного угла β_2), что отразилось на расчете лопатки. Это было сделано с целью большей наглядности последующих рассуждений, тем более, что применимость этих кривых ни в какой степени не ограничена данной задачей, если принять во внимание, что конечные значения кривых скорости w и $\frac{\operatorname{ctg}\beta}{r}$ равны на всех трех диаграммах, полученных по упрощенному способу; при учете различия трех линий тока, они несколько отличаются друг от друга, как это показано на фигуре, потому что различны выходные углы β_2.

Таблица 8

К расчету входного угла лопатки β_1

Линия тока	D_1 в *м*	u_1 в *м/сек*	c_0 в *м/сек*	$\frac{t_1}{t_1-\sigma_1}$ (по предложению)	c_1 в *м/сек*	β_1 (по ур. 62)	λ'_1 (по фиг. 163)	$\frac{t'}{t_1-\sigma_1}$ (по ур. 67)	c_1 в *м/сек*	β_1
$a_1\ a_2$	0,206	15,62	4,72	1,2	5,66	20°0′	90°	1,15	5,43	19°10′
$b_1\ b_2$	0,156	11,81	4,72	1,2	5,66	25°40′	50°20′	1,18	5,58	25°20′
$i_1\ i_2$	0,120	9,11	4,65	1,2	5,58	31°30′	70°	1,18	5,49	31°6′

кромка имеет наклон δ = 67,5° относительно окружности. Отмеченные на линии тока точки соответствуют абсциссам 1,2 и т. д. на диаграммах фиг. 163, *в*, *г*, *д*,.

Входная кромка в плане, как видно, представляет слегка изогнутую линию, направленную примерно по радиусу, к чему и стремились по соображениям, изложенным в разделе 52 [см. уравнение (7. 6)]. Еще более важно избежать острых углов по всей длине лопатки, т. е. острых углов между осевыми сечениями от *a* до *g* и поверхностью обеих боковых стенок. После этого следует подобрать наклон выходной кромки относительно окружности, для чего проекции траектории в плане соответственно взаимно поворачиваются вокруг оси. Если при этом получаются неприемлемые положения обеих кромок лопатки, то рекомендуется укоротить или удлинить соответственно линии тока. Первое достигается тем, что кривая изгибается вниз, а во втором случае эту кривую изгибают вверх, что можно сделать без дополнительной проверки непрерывности и плавности протекания площадей по длине лопатки. Наиболее эффективным является смещение входной кромки в меридиональном сечении, в особенности по наружным линиям тока.

Осевые и модельные сечения делаются тогда, когда образующие поверхностей тока проходят параллельно оси, следовательно линии тока в плане проектируются в виде окружностей. Для этого используются линии φ диаграммы на фиг. 163, *в*, *г*, *д*, на основании которых можно определить развертку *x* линии тока для каждого угла φ в плане. На фиг. 163, *a* показана определенная этим методом передняя поверхность, хотя она, строго говоря, представляет среднюю поверхность лопатки, поскольку такая неточность приводит к требуемому завышение угла атаки. При этом поверхности лопаток можно также изобразить путем развертки на коническую поверхность с учетом ее толщины на поверхностях тока, для чего используется уравнение (7. 18).

Д о п о л н и т е л ь н о е з а м е ч а н и е. На фиг. 163, *a* показана заштрихованная площадь, которая представляет площадь пересечения лопатки и боковой стенки $i_1 i_2$, что для изготовления, конечно, не нужно; вследствие острого угла кромки и наклонной

проекции к плоскости сечения, она изображена не с истинной толщиной стенки $s = 4$ *мм*. Указанные площади определяются простейшим способом, путем вычисления толщины стенки s''' в плане по радиальному направлению (фиг. 165).

$$s''' = \frac{s \sin \varepsilon_i}{\sin \lambda_i \cos \beta}. \tag{7.18}$$

Здесь, как видно на фиг. 163, ε_i представляет угол наклона образующей боковой стенки относительно прямой параллельной оси, определяемый по меридиональному сечению; β — угол лопатки, который известен из расчета лопатки и λ_i — угол между боковой стенкой и поверхностью лопатки, который можно вычислить по равенству [соответственно уравнению (7. 15)]:

$$\operatorname{ctg} \lambda_1 = \operatorname{ctg} \lambda_1' \cos \beta.$$

Угол λ_1' (фиг. 163) берется из чертежа. Но необходимо иметь в виду, что заштрихованную площадь следует считать в сущности средней плоскостью лопатки.

Фиг. 165.

Ширина входа в свету. Для облегчения изготовления колеса важно знать ширину канала a_{1m} в свету для некоторых точек входной кромки (дополнительная проверка втулочных шишек для цельнолитых колес, а также правильного положения приклепанных или залитых листовых лопаток). При применении развертки на коническую поверхность (способ «а») эта величина не должна определяться по развертке, отчасти вследствие искажения углов, отчасти, потому что поверхности вращения линий тока расположены наклонно к поверхности лопатки. Но ширину канала можно определить следующим способом по размерам лопатки в плане (см. фиг. 163, *а*). Выберем точку A входной кромки в плане для последующей лопатки на соответствующей концентрической окружности. Если в плане начертить окружности вокруг центра A, которые будут касаться модельных сечений, то радиусы точек касания будут представлять проекции перпендикуляра из точки A на действительные модельные сечения; из них самые короткие соответствуют искомой ширине в свету. Действительную длину этого перпендикуляра определяют путем перенесения его в меридиональную плоскость, проходящую через точку A. Его крайние точки дают тогда линию BC в вертикальной проекции, а наименьшее расстояние от A представляет искомую ширину канала a_{1m}. При этом предполагается, что построенные модельные сечения справедливы для задней стороны лопатки. Если они представляют средние плоскости, то измеряют расстояние $a_{1m} + \frac{S}{2}$, если же они принимаются за переднюю поверхность лопатки, как на фиг. 163, *а*, то получают расстояние $a_{1m} + s$. В обоих

случаях, естественно, получается различное положение исходной точки A в плане. В первом случае имеем $\overline{Ab_1} = t_1 - \frac{\sigma_1}{2}$, в последнем $\overline{Ab_1} = t_1$.

На поверхности вращения линий тока, соответствующей исходной точки A или b_1, отмеряют ширину $a_1 > a_{1m}$, а именно, приблизительно $a_1 = a_{1m}/\sin \lambda_1$ или принимая во внимание уравнение (7. 16)

$$a_1 = a_{1m}\sqrt{1 + \text{ctg}^2 \lambda_1' \cos^2 \beta_1}. \qquad (7.\ 19)$$

Следует заметить, что эти значения a_1 остаются приблизительно постоянными вдоль входной кромки. Эта особенность лопаток двоякой кривизны, когда ширина входа a_1 практически остается постоянной независимо от расстояния до оси, представляет их ценное свойство. Этим объясняется, почему предпочитают применять лопатки двоякой кривизны по сравнению с рассмотренной в разделе 48 формой лопаток одинарной кривизны с вытянутой входной кромкой в зону всасывания; благодаря этой особенности лопатки двоякой кривизны находят широкое применение также и для тихоходных машин.

Лопатки Лавачека [226], [227]. Поверхность лопатки, которая удовлетворяет изложенным выше условиям можно получить, перемещая прямую или кривую, таким образом, что она непрерывно пересекает ось и две данные направляющие линии. Положение образующей, а также форму направляющих линий можно выбрать так, что получится безударный вход и будет выдержан требуемый выходной угол β_2. В литературе [226] можно найти подробные сведения о выполнении таких лопаток. Хотя эта форма лопатки позволяет упростить производство, она нашла применение только в ограниченном масштабе. Пример выполнения будет приведен позднее в разделе 65.

54. НАКЛОННОЕ ПОЛОЖЕНИЕ ВЫХОДНОЙ КРОМКИ В МЕРИДИОНАЛЬНОМ СЕЧЕНИИ. БЫСТРОХОДНЫЕ МАШИНЫ

При высокой быстроходности невозможно больше осуществить выходную кромку, параллельную оси, согласно разделу 27. Но и при умеренной быстроходности, когда такое положение кромки геометрически было бы осуществимо, часто нецелесообразно сохранять такую выходную кромку, потому что, принимая во внимание фиг. 160, возникают следующие затруднения:

1) Внешние линии тока a_1a_2 становятся слишком короткими по сравнению с внутренними линиями i_1i_2.

2) Относительная скорость w_1 на входе при a_1 больше и при i_1 меньше относительной выходной скорости w_2, которая всюду одинакова у выходной кромки, параллельной оси (если пренебречь влиянием кривизны). Следовательно, канал необходимо расширять вдоль a_1a_2 и сужать вдоль i_1i_2, что приводит к неблагоприятным условиям течения.

3) Создаются неблагоприятные условия при неполной нагрузке, как это будет показано в разделе 86.

Принимая во внимание условия частичной нагрузки, необходимо в то же время допускать наклонное положение кромки не больше, чем это безусловно необходимо, так как иначе (см. раздел 86) возникают неблагоприятные вторичные потоки при неполной нагрузке, последствия от которых могут выражаться в том, что мощность будет даже возрастать с уменьшением расхода, как у осевых насосов. В этом отношении, по-видимому, более благоприятно следующее соотношение между радиусами четырех точек $a_1 a_2$, $i_1 i_2$.

$$m = \frac{r_{2a}^2 - r_{2i}^2}{r_{1a}^2 - r_{1i}^2} = \frac{\varphi}{2}(1 + p), \tag{7.20}$$

где p означает коэффициент уменьшения мощности, соответствующий средней линии тока, а φ – коэффициент смягчения удара, упоминаемый в разделе 81. При p — 0,4; φ - 0,58 и при средней быстроходности получаем

$$m \equiv \frac{r_{2a}^2 - r_{2i}^2}{r_{1a}^2 - r_{1i}^2} \cdot 0{,}42, \tag{7.21}$$

что позволяет определить наиболее благоприятное положение выходной кромки относительно любой входной кромки. Но не следует забывать, что размер m зависит в конце концов от быстроходности. Поэтому положение i_2, найденное из приведенного выше уравнения, можно, конечно, рассматривать как ориентировочное для переходной области между средней и высокой быстроходностями; в особенности невозможно сохранить его при очень высокой быстроходности, так как необходимо удовлетворить условиям перехода к осевым насосам, где значение дроби в уравнении (7. 21) равняется 1. Ввиду того что стремятся расположить выходную кромку в осевой плоскости, то поэтому пытаются сделать ее приблизительно под прямым углом к обеим боковым стенкам.

Выходной угол, который измеряется на соответствующих поверхностях вращения линий тока, изменяется вдоль наклонной выходной кромки, а именно, он увеличивается от a_2 к i_2. Для любой точки выходной кромки с радиусом r_2 и при окружной скорости $u_2 = r_2\omega$ выходной угол вычисляется из равенства, как и в предыдущем числовом примере

$$\operatorname{tg}\beta_2 = \frac{c_{2m}}{u_2 - c_3 u} = \frac{c_{2m}}{u_2 - c_{3u}(1 + p)} \tag{7.22}$$

для случая отсутствия закрутки на входе

$$c_{3u} = \frac{gH_{th}}{u_2}. \tag{7.22a}$$

Значение скорости $c_{2m} = \frac{t_2}{t_2 - \sigma_2}$ определяется по картине линий тока.

Ввиду того, что выходная кромка теперь лежит в зоне кривизны скорость c_{2m} в точке a_2 больше, чем в точке i_2, что необходимо

каким-то образом учесть. Для идеальной жидкости это можно было бы сделать, приняв во внимание определенное предположение при построении картины токов, как потенциального течения в соответствии с правилами, изложенными в разделе 11. При этом, однако, вдоль выходной кромки создавалась бы такая большая разность скоростей, которая в действительности не наблюдается. Принимая во внимание сравнительно большие затраты времени на построение картины токов потенциального течения, целесообразно применить более простой приближенный способ расчета. При этом исходят из предположения, что в области входной кромки меридиональная скорость постоянна, а в области выходной кромки распределение скорости по отдельным нормальным линиям принимают соответствующим данной кривизне; на основании этого чертятся линии токов. Уравнение (2. 26) в разделе 11 представляет приемлемую закономерность распределения меридиональной скорости вдоль входной кромки, которую мы теперь безоговорочно применим к выходной кромке, хотя эта кромка большей частью не совпадает с нормалью к линиям тока. Поэтому длину a нормальной линии следует заменить на развернутую длину l выходной кромки. Кроме того, необходимо разделить на коэффициент $\mu = 2 \div 4$, потому что потенциальное течение давало бы слишком большое изменение скорости c_{3m}. Тогда получаем

$$\ln \frac{c_{3m}}{c_{3mi}} = \frac{y}{\mu \rho_i} \left[\frac{y}{2l} \left(\frac{\rho_i}{\rho_a} - 1 \right) + 1 \right]. \qquad (7.23)$$

Здесь означает: c_{3mi}, c_{3m} — меридиональные скорости в точке i_2 или на расстоянии y от точки i_2, измеренном на выходной кромке; ρ_i, ρ_a — радиусы кривизны боковых стенок в точках i_2 и a_2 в меридиональном сечении; l — развернутая длина выходной кромки. Уравнение (7. 23) при $y = l$ дает следующее значение логарифма отношения меридиональных скоростей у боковых стенок

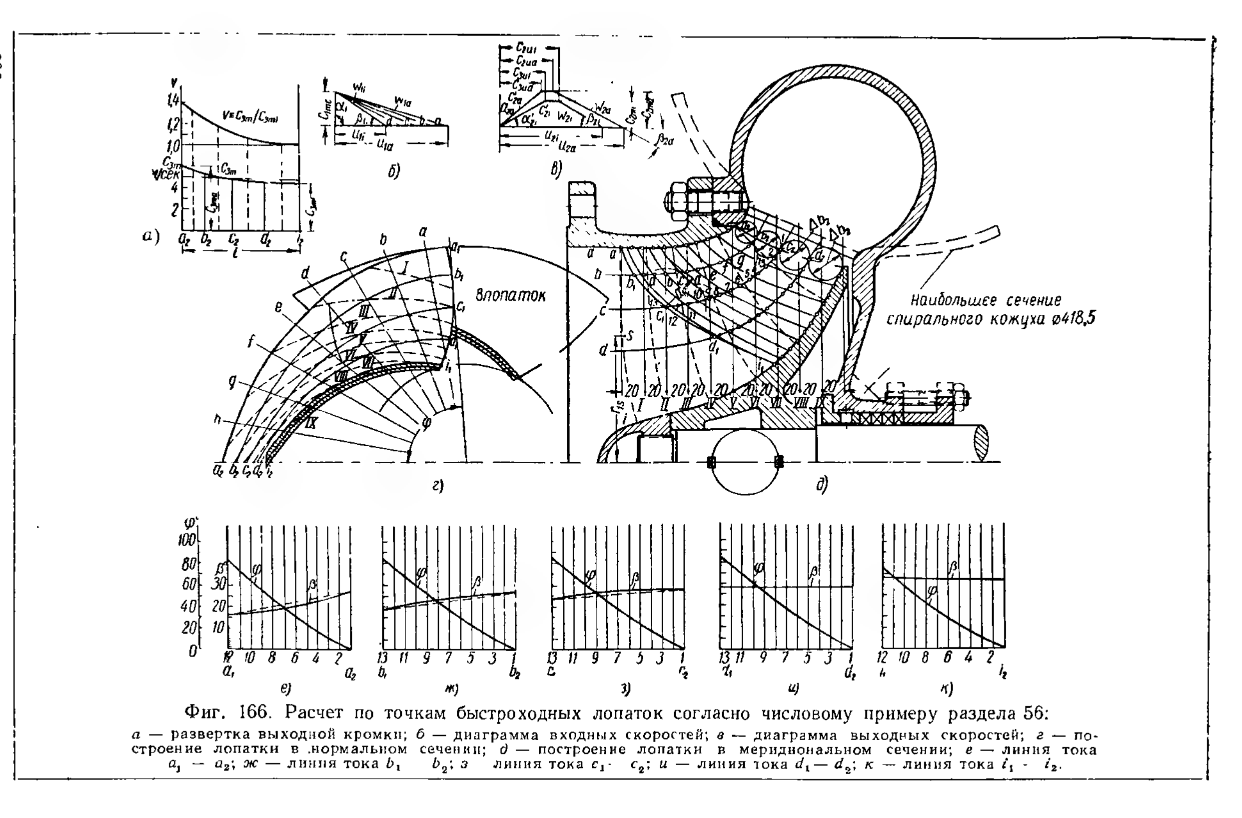
$$\ln \frac{c_{3ma}}{c_{3mi}} = \frac{l}{2\mu\rho_i} \left(\frac{\rho_i}{\rho_a} + 1 \right). \qquad (7.23a)$$

После этого наносят значение отношения меридиональных скоростей $c_{3m} : c_{3m'} = \nu$ из уравнения (7. 23) в виде кривой распределения вдоль развернутой выходной кромки (фиг. 166, a). Теперь выходную кромку разделяют таким образом, чтобы произведение $\Delta b_2 r_2 \nu$ было равно для каждого из рассматриваемых парциальных потоков. Значение ν берется при этом по кривой распределения при таком значении y, которое соответствует центру окружности, вписанной в трубку тока при Δb_2 (фиг. 166, $д$). Расстояние от оси до центра этой окружности равняется r_2. Так как

$$V = \sum 2\pi r_2 \Delta b_2 c_{3mi} \nu,$$

то значение скорости c_{3mi} следует определять из выражения

$$c_{3mi} = \frac{V}{2\pi \sum r_2 \Delta b_2 \nu}. \qquad (7.24)$$



Фиг. 166. Расчет по точкам быстроходных лопаток согласно числовому примеру раздела 56:

а — развертка выходной кромки; *б* — диаграмма входных скоростей; *в* — диаграмма выходных скоростей; *г* — построение лопатки в нормальном сечении; *д* — построение лопатки в меридиональном сечении; *е* — линия тока $a_1 - a_2$; *ж* — линия тока $b_1 - b_2$; *з* — линия тока $c_1 - c_2$; *и* — линия тока $d_1 - d_2$; *к* — линия тока $i_1 - i_2$.

Таким образом, скорость $c_{3m} = \varkappa c_{3mi}$ определена в любом месте выходной кромки. Теперь можно начертить линии тока так, что они будут заканчиваться на соответствующем расстоянии от выходной кромки для плавного перехода к простой картине потока, которая характеризуется постоянной скоростью c_m вдоль любой нормальной линии. Так как это необходимо сделать только в области входной и выходной кромок, то для этого требуется очень мало промежуточных проверок. Достаточно получить общую непрерывную картину.

Изменения скорости c_{3m} и радиуса r_2 вдоль выходной кромки дают соответственно различные диаграммы (фиг. 166, *в*). Как и следовало ожидать в соответствии с уравнением (7. 22) выходной угол β_2 возрастает с уменьшением радиуса r_2. Как правило, величина

$$p = \frac{\psi' r_2^2}{zS} \qquad (7.24а)$$

в уравнении (7. 22) различна для отдельных линий токов, потому что изменяются как r_2, так и S. Хотя входную кромку можно легко скорректировать тем, что оставляют постоянным значение $\frac{r_2^2}{S}$, но требуется меньше времени, если учесть имеющуюся разницу при расчете выходного угла β_2. Если затем были вычислены значения выходного угла β_2 для рассматриваемой линии тока, то можно начертить проекции линии тока в плане тем же способом, который описан для случая средней быстроходности в разделе 56.

При высокой быстроходности отбрасывается наружная стенка, так как ее поверхностное трение становится существенным; кроме того, вследствие высокой степени реакции абсолютная скорость меньше, чем относительная. Потери в зазоре также отступают в этом случае на второй план.

55. УЧЕТ РАЗНИЦЫ ПОТЕРЬ ВДОЛЬ ОТДЕЛЬНЫХ ЛИНИЙ ТОКА

При построении отдельных линий тока необходимо соблюдать условие равенства создаваемой высоты напора $H = \eta_h H_{th}$, если хотят избежать больших дополнительных потерь на вторичные потоки[1]. В конце предыдущего раздела сообщалось, как можно у быстроходных машин учесть влияние различного протекания линий тока на уменьшение мощности при конечном числе лопаток, т. е. влияние на величину H_{th}. Различие между отдельными линиями тока отражаются также на гидравлических потерях, следовательно, на к. п. д. лопаток. Последний оказывается не одинаковым у отдельных струй уже по одному тому, что относительная скорость на входе так же, как абсолютная выходная скорость и степень реакции различны (см. раздел 24). Следовательно необходимо, строго говоря, для разных линий тока принимать различные значения H_{th}, чтобы

[1] Как показывает опыт последних лет, умеренная разница в напорах по отдельным линиям тока в ряде случаев оказывается допустимой, особенно если она позволяет повысить средневзвешенный напор. *Прим. ред.*

достигнуть одинаковой высоты напора H. Однако это уточнение не всегда необходимо.

Гидравлические потери в основном разделяются на потери в рабочем колесе и направляющем аппарате; ориентировочно их можно оценить как $\zeta_1\left(\frac{w_0^2}{2g}\right)$ или $\zeta_2\left(\frac{c_3^2}{2g}\right)$. Отсюда

$$H_{th} = H + \zeta_1\left(\frac{w_0^2}{2g}\right) + \zeta_2\left(\frac{c_3^2}{2g}\right) \qquad (7.25)$$

и, следовательно,

$$\eta_h = \frac{H_{th}}{H} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2gH}\left(\zeta_1 w_0^2 + \zeta_2 c_3^2\right)}. \qquad (7.26)$$

Здесь ζ_1 и ζ_2 — эмпирические коэффициенты, которые следует выбирать в пределах $\zeta_1 = 0{,}08 \div 0{,}2$, $\zeta_2 = 0{,}2 \div 0{,}35$ ($\zeta_2 - 1{,}5 \div 2\,\zeta_1$) таким образом, чтобы для средней линии тока получилось правильное среднее значение гидравлического к. п. д. для данной конструкции.

а) **Введение поправки при условии сохранения положения выходной кромки.** Предварительные значения теоретического напора и тем самым также скорости c_3 известны из расчета, описанного в предыдущем разделе; ζ_1 и ζ_2 определяются для средней линии из уравнения (7. 25). После вычисления нового значения H_{th} для отдельных линий согласно этому уравнению определяем новый угол β_2 из уравнения (7. 22). Ввиду того что предполагаемое изменение скорости c_3 большей частью незначительно, то, как правило, отпадает необходимость повторения расчета [1]. В разделе 53 по этому способу рас-

---

[1] Указанную неточность можно устранить, если в уравнение (7. 25) ввести

$$c_3^2 = c_{3m}^2 + c_{3u}^2 = c_{2m}^2\left(\frac{t_2}{t_2 - \sigma_2}\right)^2 + \left(\frac{c_{2u}}{1+p}\right)^2 = c_{2m}^2\left(\frac{t_2}{t_2 - \sigma_2}\right)^2 + \left(\frac{u_2 - c_{2m}\operatorname{ctg}\beta_2}{1+p}\right)^2,$$

далее

$$H_{th} = \frac{H_{th\,\infty}}{1+p} = \frac{u_2\left(u_2 - c_{2m}\operatorname{ctg}\beta_2\right)}{g\left(1+p\right)} \qquad (7.27)$$

Отсюда получается следующее квадратное уравнение для u_2 или $\operatorname{ctg}\beta_2$

$$\frac{u_2^2}{1+p}\left(2 - \frac{\zeta_2}{1+p}\right) - 2u_2\frac{c_{2m}\operatorname{ctg}\beta_2}{1+p}\left(1 - \frac{\zeta_2}{1+p}\right) = 2\,gH + \zeta_1 w_0^2 + \zeta_2 c_{2m}^2\left[\left(\frac{t_2 - \sigma_2}{t_2}\right)^2 + \left(\frac{\operatorname{ctg}\beta_2}{1+p}\right)^2\right]. \qquad (7.28)$$

Для каждой линии тока можно непосредственно рассчитать в случае (*а*) значение $\operatorname{ctg}\beta_2$, а также в случае (*б*) величину u_2 и тем самым $r_2 = \frac{u_2}{\omega}$.

считано рабочее колесо, где приводится также чертеж (при этом $\zeta_2 = 2\zeta_1 = 0{,}312$). Значение выходного угла β_2 получилось в точке a_2 равным 28,5°, в точке i_2 — 25,2° (см. также примечание в разд. 53).

б) **Введение поправки за счет изменения положения выходной кромки.** Здесь можно сохранить значение угла β_2. Тогда получится несколько увеличенный наклон выходной кромки в вертикальной проекции. В этом случае, например, машина средней быстроходности будет также иметь некоторое наклонное положение выходной кромки. Можно поступить следующим образом: на основании предварительного расчета чертят поверхность лопатки (лучше всего по точкам), а затем вносят поправку в положение выходной кромки.

При определении отдельных значений теоретического напора или гидравлического к. п. д. можно взять значения скорости c_3 из предыдущего расчета и выбрать эмпирические коэффициенты ζ_1 и ζ_2, как было сделано в п. а.

Вслед за этим рассчитывают с помощью известного уравнения радиусы r_2, соответствующие отдельным линиям тока,

$$r_2\,\omega = u_2 = \frac{c_{2m}}{2\,\mathrm{tg}\,\beta_2} + \sqrt{\left(\frac{c_{2m}}{2\,\mathrm{tg}\,\beta_2}\right)^2 + gH_{th}\,(1+p)}. \qquad (7.\,26а)$$

Значения выходного угла β_2 и скорости c_{2m} по спроектированной поверхности лопатки при предполагаемом значении радиуса r_2, а также соответствующие значения p берутся из предварительного расчета.

Следует учесть, что постоянство высоты напора H можно обеспечить только для расчетного расхода; при неполной нагрузке создаются большие или меньшие изменения из-за различия в величине входного удара, а также из-за изменения величины H_{th} (раздел 86).

56. ЧИСЛОВОЙ ПРИМЕР РАСЧЕТА БЫСТРОХОДНОЙ МАШИНЫ (С НАКЛОННЫМ ВЫХОДОМ В СПИРАЛЬНЫЙ КОЖУХ)

Пусть требуется спроектировать рабочее колесо с расходом 2000 *м³/час* = 0,555 *м³/сек* при высоте напора 14 *м* и числе оборотов 970 об/мин. Удельное число оборотов составляет

$$n_q = 970\,\frac{\sqrt{0{,}555}}{14^{3/4}} = 99{,}7\ (n_s = 364{,}0).$$

Принимая к. п. д. насоса равным 80%, мощность на валу получается $N = 130{,}2$ *л. с.*; диаметр отверстия во втулке под вал будет равняться 6,3 *см* [согласно уравнению (6. 2) раздел 46].

Наибольшая допустимая общая высота всасывания определяется из уравнения (5. 28)и при $A - H_t = 9{,}3$ *м*, $k \approx 1$ равняется $(H_s')_{max} = 2{,}43$ *м*.

С учетом коэффициента надежности 8% расчетный расход получится равным $V' = 1{,}08 \cdot 0{,}555 = 0{,}6$ *м³/сек*. Уравнение (4. 17) раздела 29 дает $\varepsilon = 0{,}014 \cdot (99{,}7)^{2/3} = 0{,}301$. Отсюда имеем $c_s = \varepsilon\sqrt{2gH} = 4{,}98$ *м/сек*. Ввиду того что рабочее колесо расположено консольно,

то при $d_n \approx 0$ из уравнения (6. 4) раздела 46 получим диаметр всасывающей трубы $D_s = 400$ *мм*. Отсюда скорректированная скорость во всасывающей трубе составляет $c_s = 4{,}78$ *м/сек*.

Приняв ориентировочно гидравлический к. п. д. $\eta_h = 0{,}88$, определяем теоретический напор $H_{th} = 14/0{,}88 = 15{,}90$ *м*. Рассмотрим сперва среднюю линию тока. В этом случае коэффициент уменьшения мощности p ориентировочно оценивается равным 0,3, так что $H_{th\infty} = 15{,}9 \cdot 1{,}3 = 20{,}7$ *м*. Выбираем выходной угол $\beta_2 = 28°$ и, кроме того, введем $c_{2m} \approx c_s \approx 4{,}8$ *м/сек*, из уравнения (6. 13) раздела 46 определим $u_2 \approx 19{,}42$ *м/сек* и соответственно $D_2 = 0{,}383$ *м*, следовательно отношение диаметров $\frac{D_2}{D_s} = 0{,}98$.

После этого вычислим ширину колеса, измеряемую вдоль соответствующей нормальной линии при $c_{3m} \approx c_{2m}$,

$$b_2 = \frac{V'}{\pi D_2 c_{3m}} = 0{,}104 \text{ м}^*.$$

Зная значения D_2, b_2, D_s, проектируют сечение колеса так, чтобы среднее значение меридиональной скорости плавно переходило от c_s к c_{3m}, а изгиб стенки распределялся по всей ее длине. Полуосевое направление выхода позволяет сделать плавный переход.

Вследствие повышения быстроходности рассматривают частичный поток одинакового расхода; картина токов первоначально строится при предположении равенства меридиональных скоростей вдоль отдельных нормальных линий (на фиг. 166, *д* не показано). После этого можно построить очертание выходной кромки $a_2 i_2$ и входной кромки $a_1 i_1$ в меридиональном сечении с учетом среднего расчетного диаметра D_2, соответствующего коэффициенту $m = 0{,}505$ в уравнении (7. 21) (последнее значение выбрано высоким из-за высокого гидравлического к. п. д., а также потому, как об этом было сказано в разделе 54, что примыкающий спиральный кожух требует низкого значения r_i и, следовательно, должен быть уменьшен также r_{2i}). Вследствие полуосевого направления выхода, изгиб стенки настолько незначителен, что можно было бы не учитывать неравномерности распределения скорости c_{3m}, рассмотренной в конце раздела 54. Несмотря на это, определим указанную величину, чтобы получить

---

* Теперь следует проверить, можно ли спроектировать соответствующий спиральный кожух. Ввиду того что $c_{3u} = gH_{th}/u_2 = 8{,}01$ *м/сек* уравнение (9. 54) раздела 77 дает радиус конечного сечения спирали (при $\varphi = 360°$), если ориентировочно принять $r_i = r_2 = 0{,}195$ *м* для полуосевого выхода, а именно, $\rho_{max} = 0{,}218$, соответственно средней скорости в этом сечении $c_{ua} = V'/(\pi \rho^2_{max}) = 4{,}0$ *м/сек*. Эту скорость следует считать весьма небольшой, принимая во внимание, что после рассматриваемого сечения должно следовать коническое расширение. Стремятся делать $c_{ua} = c_s$ следовательно $\rho_{max} = \frac{D_s}{2}$. Если бы колесо было выполнено не полуосевым, то необходимо было бы сделать r_i еще больше. Но вследствие этого получилось бы, очевидно, слишком большое сечение спирали. Можно видеть, что названное удельное число оборотов лежит на верхнем пределе выполнимости спирального кожуха. При более высокой быстроходности необходимо перейти к осевому выходу с направляющими лопатками (см. раздел 57).

представление о всем ходе расчета. На фиг. 166, *а* показано распределение скоростей c_{3n} вдоль выходной кромки, которое было определено с помощью уравнения (7. 23) и соответственно спроектирована начерченная картина токов. Ввиду того что $\rho_i = \infty$, уравнение (7. 23) упрощается и принимает вид

$$\ln \frac{c_m}{c_{3mi}} = \frac{y^2}{2\mu l \rho_a}. \qquad (7.29)$$

При этом коэффициент $\mu = 3$, т. е. был выбран несколько заниженным, чтобы более отчетливо выявить расхождение скоростей. В точке a_2 радиус кривизны скачкообразно переходит с 140 на 20 *мм*. Поэтому было взято среднее значение $\rho_a = \sqrt{140 \cdot 20} = 53$ *мм*. Соответственно полученному распределению скорости c_{3m}, которая изображена на фиг. 166, *а*, корректируется картина токов в зоне выходной кромки. Наконец, можно окончательно определить профиль лопатки.

Для определения числа лопаток согласно уравнению (4. 7) раздела 28 при предположении $\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1} = 1{,}25$ вычисляется предварительно входной угол β_1 для средней линии тока, равный 23,1°, и отсюда определяют число лопаток $z = 7{,}6$, округляя до 8, так как $r_m = 163$ и $e = 120$ *мм*. Теперь можно определить входной и выходной углы лопатки для каждой линии тока. По схеме расчета, приведенной в разделе 53 (в конце), получается значение входного угла β_1.

Таблица 9

Значение входного угла β_1

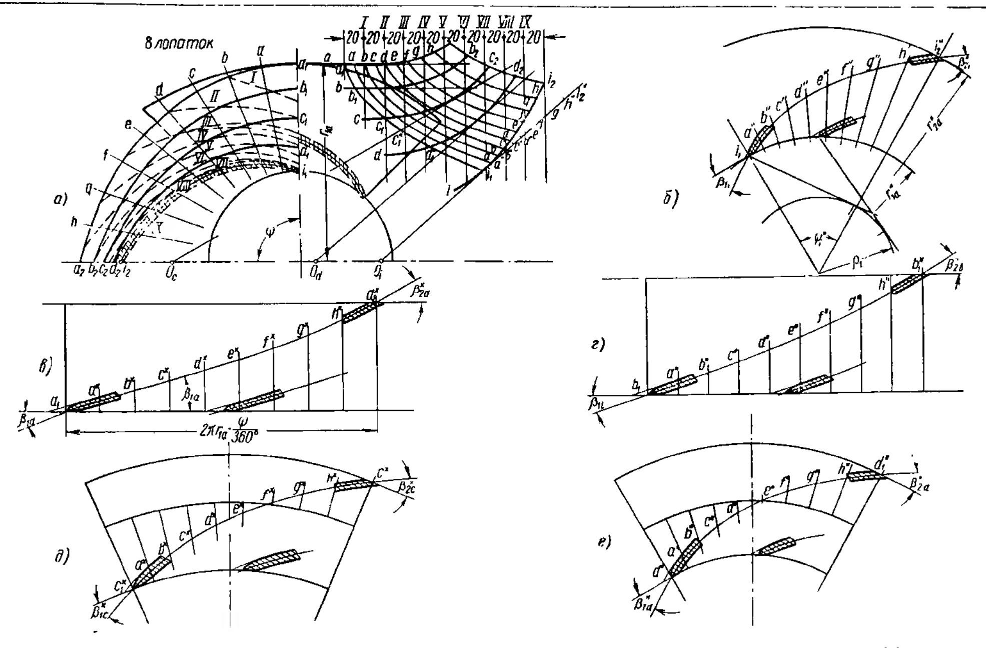
Линии тока	*a*	*b*	*c*	*d*	*i*
c_1	5,95	6,15	6,45	6 44	6,21 *м/сек*
u_1	20 3	17,8	14 7	11,8	9,25 "
β_1	16,4	19,0	23,7	28,6	33,9 град.

На фиг. 166, *б* изображены треугольники скоростей для входа. Расчет выходного угла приводится в конце настоящего раздела. На фиг. 166, *в* показан треугольник скоростей, вычисленный для наружных и внутренних линий тока на выходе.

Поверхность лопатки, рассчитанной по точкам, показана на фиг. 166, *г*; на фиг. 167 показана развертка сечения лопатки на коническую поверхность (способ *а*, изложенный в разделе 52).

В обоих случаях выходная кромка расположена в осевой плоскости и, кроме того, изображенная поверхность рассматривалась как передняя поверхность лопатки.

При расчете по точкам исходят из изменения угла β_1, протекание которого можно построить в виде прямой соединительной



Фиг. 167. Профилирование быстроходной лопатки согласно числовому примеру раздела 56 путем развертки сечений на поверхность конуса:

а — восемь лопаток; *б* — развертка линий тока $i_1 - i_2$, ψ_i —58,9°; *в* — развертка линий тока $a_1 - a_2$; *г* — развертка линий тока $b_1 - b_2$; *д* — развертка линий тока $c_1 - c_2$; $\psi_c = 45°$; *е* — развертка линий тока $d_1 - d_2$; $\psi_d = 58{,}6°$.

Таблица 10

Расчет выходного угла β_2

Линия тока	c_{3m}	$\frac{t_2}{t_2-\sigma_2}$	c_{2m}	S	r_2	u_2	p при $\psi'=1{,}05$ по ур. (7,24а)	c_{3u} по ур. (7,22а)	tg β_2 по ур. (7,22)	β_2
	в м/сек	в м/сек		в $м^2$	в м	в м/сек	—	в м/сек	—	в град.
a	6,00	1,10 *	6,6	0,0223	0,220	22,3	0,278	7,43	0,494	26,3
b	5,35	1,10 *	5,89	0,0225	0,207	21,0	0,256	7,68	0,504	26,8
c	4,85	1,10	5,33	0,0195	0,196	19,9	0,257	7,84	0,531	27,9
d	4,48	1,10 *	4,93	0,0172	0,187	19,0	0,272	8,02	0,576	29,9
i	4,35	1,10	4,79	0,0147	0,180	18,3	0,289	8,22	0,661	33,4

* Здесь приведены значения, соответствующие средней линии тока.

линии между известными начальными и конечными значениями, без труда определяемыми по диаграммам на фиг. 166, *е*, *ж*, *з*, *и*, *к*. Для получения приблизительно радиального очертания входной кромки в плане необходимо дополнительно изогнуть слегка вверх β-линию для струек *c* и *b* (с целью укорочения), для струйки *a* изогнуть слегка вниз (с целью удлинения). Одинаковый результат может быть достигнут путем незначительного смещения входной кромки в вертикальной проекции. Необходимо принять во внимание, что прямолинейное изменение β дает несколько более короткую лопатку, чем прямолинейное изменение w, что в известных случаях следует учитывать при определении числа лопаток по уравнению (4. 7), т.е. при решении вопроса, следует ли вычисленное по этому уравнению значение округлять вверх или вниз,

При развертке на коническую поверхность следует для линии тока *a* и *b* выбрать круговые цилиндры, касающиеся входа; для других линий тока выбирают конические поверхности. Последние должны быть касательными к поверхностям вращения линии тока *c* и *d* не на входе, а в средней части, чтобы ограничить длину радиуса при развертке. Это не изменяет способа, если принять во внимание, что длина дуги окружности касания проектируется в плане в действительном размере и только искажаются углы.

Дополнительное замечание. Если хотят расчет уточнить по данным раздела 55, причем имеют в виду учесть различие потерь в пяти рассматриваемых поверхностях тока, т. е. различие η_h и H_{th}, то можно ввести $\eta_h = 0{,}88$ или $H_{th} = 15{,}90$ *м* только для средней линии тока и определить при предположении $\zeta_2 = 2\zeta_1$ из уравнения (7. 25), что $\zeta_1 = 0{,}092$, $\zeta_2 = 0{,}184$. Затем, исходя из этих цифр, вычисляют по уравнению (7. 26) гидравлический к. п. д. для других поверхностей тока, причем значения $w_0^2 = c_0^2 + u_1^2$, а также $c_3^2 = c_{3u}^2 + c_{3m}^2$ берутся из прежнего расчета.

Тогда получают для линий

	a	b	c	d	i
η_h, %	82,7	85,2	88,0	90,0	91,2
H_{th}, *м*	16,90	16,45	15,90	15,55	15,35
β_2, град.	27,3°	27,4°	27,9°	29,2°	31,8

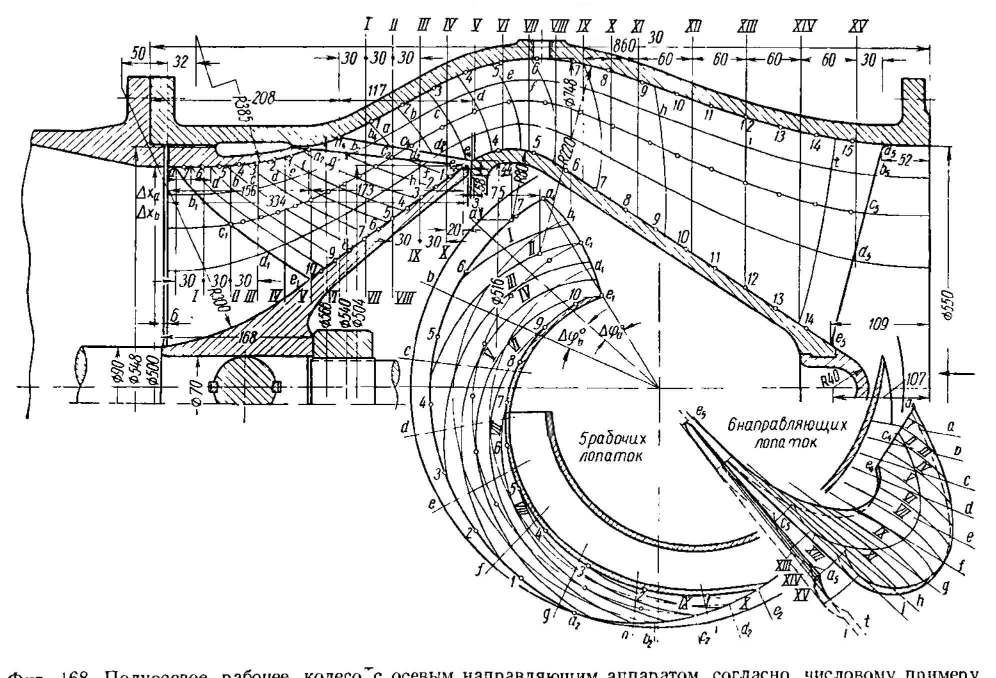
Несмотря на большое расхождение значений гидравлического к. п. д. выходные углы β_2 настолько мало изменились по сравнению с первым расчетом (от $+1°$ до $-1,6°$), что необходимость этого дополнительного расчета становится сомнительной.

57. ЧИСЛОВОЙ ПРИМЕР РАСЧЕТА НАСОСА С ПОЛУОСЕВЫМ РАБОЧИМ КОЛЕСОМ И ОСЕВЫМ НАПРАВЛЯЮЩИМ АППАРАТОМ (фиг. 168)

Согласно разделу 56 при удельном числе оборотов n_q больше 100 ($n_s > 365$) невозможно применить спиральный кожух на выходе из рабочего колеса с приемлемым выходным углом лопатки, потому что скорость c_{3u} становится чрезмерно низкой, а сечение спирали, следовательно, слишком большим. В этом случае рекомендуется осевой отвод потока с применением направляющих лопаток на выходе. При этом рабочее колесо будет соответствовать переходному типу от центробежного к осевому. Этот случай наглядно поясняется на следующем примере. Рабочее колесо имеет только слабый наклон выходной кромки (тип колеса взят из предыдущего примера). Но так как ход расчета позволяет пояснить основные положения расчета, этот пример был сохранен. При этом следует иметь в виду, что можно легко избежать острых углов между лопаткой и боковой стенкой при построении поверхности лопатки по способу, изложенному в разделе 53.

Данные насоса: производительность $V = 3000$ *м³/час*, высота напора $H = 9$ *м*, число оборотов 900 в минуту, т. е. удельное число оборотов $n_q = 158$ ($n_s = 576$). Высота всасывания (согласно уравнению (5. 28) раздела 38) при кавитационном коэффициенте быстроходности $S = 3$, $k = 0,96$ и $A - H_t = 9,3$ получается равной $(H_s')_{max} = 1,2$ *м*, следовательно, очень малой, как и следовало ожидать. Коэффициент запаса примем равным 9% и следовательно, $V = 1,09 \cdot 3000/3600 = 0,91$ *м³/сек*. При диаметре втулки $d_n = 90$ *мм*, скорости $c_s = 4,8$ *м/сек* (соответственно $\varepsilon = 0,36$ и при коэффициенте 0,0123 в уравнении (4.16) раздела 29, который должен быть взят вблизи нижнего предела при подаче воды), получаем диаметр $D_s = 500$ *мм*.

При гидравлическом к. п. д. 0,84 теоретическая высота напора получится равной $9,00 : 0,84 = 10,70$ *м*. Чтобы получить $D_2 > D_s$



Фиг. 168. Полуосевое рабочее колесо с осевым направляющим аппаратом согласно числовому примеру раздела 57.

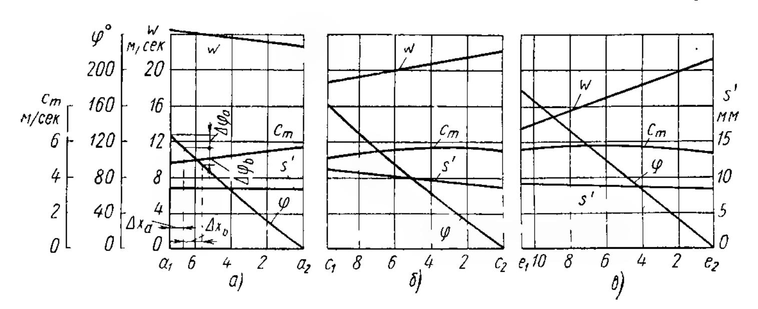
следуеть выбрать малый выходной угол, а именно, $\beta_2 = 16{,}5°$ (на поверхности линий тока, а не в плоскости, перпендикулярной оси). Если предварительно взять $p = 0{,}40$ соответственно $H_{th\infty} = 1{,}40 \cdot 10{,}70 = 15{,}1$ *м*, кроме того, ориентировочно выбрать $(c_{2m})_{нетто} = c_{2m} = 5{,}50$ *м/сек*, то уравнение (6,13) раздела 46 дает $u_2 = 24{,}58$ *м/сек* и, следовательно, $D_2 = 0{,}521$ *м*. Теперь проектируется профиль колеса с учетом его продолжения в направляющем аппарате по возможности с большим наклоном боковых стенок и с плавным переходом от c_s к c_{2m}, включая линии тока b_1b_2 до d_1d_2 (см. фиг. 168), причем меридиональные скорости вдоль нормальной линии опять предполагаются постоянными, так как линии тока лишь немного изогнуты, в особенности на выходе из колеса. Выходная кромка в данном случае первоначально принимается параллельной оси, на основании упомянутых выше соображений.

Затем строится более или менее произвольно входная кромка в вертикальной проекции. Исходя из вычисленного значения $D_2 = 0{,}521$ *м*, находят статический момент для средней линии тока, а именно, $S = 0{,}0423$ *м*^{2}. Если теперь выбрать $z = 5$ и $\psi' = 0{,}85$ [т. е. сравнительно низкие из-за малого выходного угла β_2 согласно уравнению (3. 53) раздела 22], то уравнение (3. 40) раздела 21 дает $p = 0{,}268$. Так как теперь $c_{3u} = gH_{th}/u_2 = 4{,}28$, следовательно $c_{2u} = 1{,}268 \cdot 4{,}28 = 5{,}42$ *м/сек*, то окончательно значение выходного угла β_2 определяется из уравнения (7. 22) раздела 54, а именно, $\beta_2 = 16°$, которое и сохраняется постоянным для всех линий тока (несмотря на то, что это не является наиболее выгодным с гидравлической точки зрения, о чем говорилось выше). Значения входного угла β_1 вычисляются для различных линий тока по схеме, приведенной в разделе 53; тем самым определяется профиль лопатки. Если хотят учесть еще разницу потерь в отдельных линиях тока, то это можно осуществить согласно разделу 55, а именно, в данном случае с помощью небольшого наклона выходной кромки, т. е. по способу «б».

Если задаться соотношением $\zeta_2 = 2\zeta_1$ и ввести значения, определенные для средней линии тока, в уравнение (7. 25), то получим $\zeta_1 = 0{,}08$ и, следовательно $\zeta_2 = 0{,}16$. Теперь с помощью уравнения (7. 26) вычисляют отдельные значения гидравлического к. п. д. и теоретического напора, причем можно сохранить значение скорости $c_3^2 = c_{2m}^2 + c_{3u}^2 = 48{,}6$ *м*^{2}/*сек*^{2} из прежнего расчета и тогда значения радиусов r_2 определяются из уравнения (7. 26*а*). Вычисленные значения составляют для линий тока:

	a	*b*	*c*	*d*	*e*
η_h	0,765	0,802	0,840	0,867	0,897
r_2, *м*	0,270	0,266	0,261	0,257	0,252

Для следующего расчета по точкам отдельных линий тока используется в данном случае уравнение (7. 13), так как уже известны значения $(c_m)_{нетто}$ и можно определить протекание s' в виде соединительной прямой между значениями s_1' из уравнения (7. 4), установив, что $s_2' \approx s$. Для построения линий w используется, кроме w_1, также конечное значение w_2, определенное для незаостренной



Фиг. 169. Развертка линий тока:

а — азвертка линий тока $a_1 - a_2$; *б* — развертка линий тока $c_1 - c_2$; *в* — развертка линий тока $e_1 - e_2$.

на выходе лопатки. Исходя из известного s_2', с помощью равенства $\sigma_2 = s_2'/\sin\beta_2$ определим для средней линии $\frac{t_2}{t_2 - \sigma_2} = 1{,}10$, отсюда находим

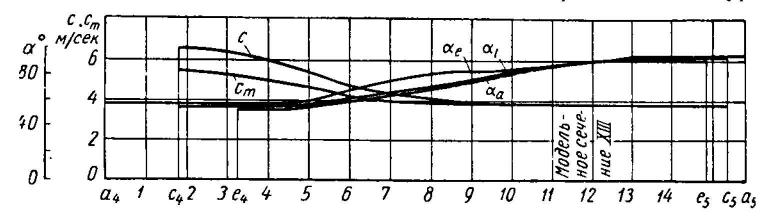
$$w_2 = \frac{c_{2m}}{\sin\beta_2} = 1{,}1\,\frac{(c_{2m})_{нетто}}{\sin\beta_2}.$$

Диаграммы расчета по точкам для трех линий тока a_1a_2, c_1c_2, e_1e_2 изображены на фиг. 169. Как видно, можно линию w сохранить прямой без того, чтобы входная кромка слишком отклонялась в плане от радиального направления. Это достигается соответствующим выбором очертания выходной кромки в окружном направлении, хотя и следует признать, что осевые сечения подходят к боковым стенкам колеса с большим отклонением от нормали, чем это было бы желательно. Лопатка показана на упомянутой фиг. 168. У таких быстроходных машин можно отбросить наружные боковые стенки, что заметно снижает трение колеса о жидкость. В этом случае рекомендуется увеличивать толщину лопаток по направлению к втулке.

Направляющий аппарат на фиг. 168 изображен при предположении, что направляющие лопатки начинаются непосредственно у окружности рабочего колеса. Вследствие этого направляющая лопатка приобретает двоякую кривизну и необходимо ее построить по данным, которые будут приведены в разделе 73.

С помощью закона протекания α, изображенного на фиг. 170, вычисляют по точкам три линии тока a_4a_5, c_4c_5, e_4e_5 по уравнению (9. 22) раздела 73; предварительно необходимо определить внешние

очертания кожуха, исходя из нанесенного на диаграмме протекания c_m для средней линии тока. Протекание скорости c, определяемой из уравнения (9.22), также наносится для оценки преобразования скорости в направляющем аппарате. Входная кромка направляющего аппарата в меридиональном сечении проводится непараллельно выходной кромке рабочего колеса, чтобы избежать слишком острых углов подхода к стенкам. Входной угол α_4, т. е. начальное значение линии α, определяется из уравнения (9. 5) раздела 71. При этом следует вычислить $\operatorname{tg} \alpha_3$ по закону площадей с учетом величины зазора. Конечное значение линии α определяется из урав-



Фиг. 170. Кривые изменения угла наклона α и скорости в направляющем канале.

нения (9. 17), причем расчет производится с завышением угла выхода, исходя из значения $\psi_1 = 1{,}2$. В плане на фиг. 168 видно, что выходная кромка также неточно совпадает с осевой плоскостью. Протекание α было принято таким, чтобы точки лопатки, где угол лопатки проходит через 90°, лежали в одном модельном сечении *XIII*, это облегчает изготовление. Учитывая большой угол α_3, можно допустить большее расстояние между рабочими лопатками и направляющим аппаратом, тем более, что приращение давления в направляющем канале незначительно. Данную конструкцию направляющих лопаток можно, следовательно упростить и улучшить путем смещения входной кромки направляющей лопатки примерно до осевого сечения *5*. Если разъем корпуса подобного насоса проходит по горизонтальной средней плоскости, то число направляющих лопаток следует выбрать по возможности таким, чтобы они не перекрывались в плане по радиальному направлению.

ГЛАВА VIII

ОСЕВЫЕ ЛОПАТКИ

Осевая лопатка должна принципиально иметь двоякую кривизну по тем же причинам, которые рассматривались в предыдущей главе. Но эта лопатка имеет ту особенность, что поверхности линии тока в этом случае протекают параллельно оси. Поэтому, хотя ее расчет можно было бы производить на основании тех же правил, которые были изложены в предыдущих разделах, все же благодаря параллельности оси и поверхностей линии тока и подобия формы лопатки с крыловыми профилями следует особо рассмотреть порядок их расчета. К этому побуждает еще тот факт, что такие лопатки приобретают все большее значение.

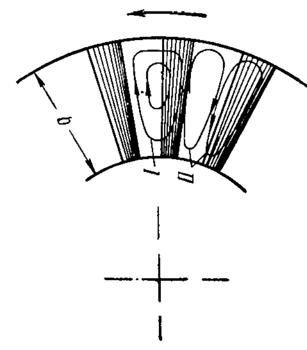
Осевой насос для данной подачи получается наименьших размеров из всех других, но он выполним только для средних значений напора. В диапазоне достаточно высоких чисел оборотов такие насосы обладают также лучшим к. п. д., потому что поверхности трения уменьшены до минимума, а сечения каналов являются наибольшими. Однако, как позднее будет подробно изложено, к. п. д. осевых насосов особенно быстро снижается при неполной нагрузке.

58. ВТОРИЧНЫЕ ТЕЧЕНИЯ У ОСЕВОГО КОЛЕСА

При точно параллельном расположении поверхностей корпуса и втулки к оси, потенциальное течение несжимаемой жидкости на расчетном режиме дает поверхности линий тока, параллельные оси, так что $u_1 = u_2 = u$ и $c_{0m} = c_{3m} = c_m$. Линии тока будут лежать, следовательно, на круговом цилиндре, который можно развернуть на плоскость, а сечения лопаток располагаются на этой развертке в виде прямолинейной решетки профилей, которая уже рассматривалась в разделах 10 и 19.

Несмотря на использование в расчетах кругового цилиндра как поверхности линий тока все же следует иметь в виду, что отдельные частицы жидкости в действительности описывают траектории, которые нельзя расположить на круговом цилиндре. Это связано в первую очередь с тем, что расходный поток через колесо перемещается относительно колеса с завихрением — ω в каждом канале, рассмотренным в разделе 19; на фиг. 171 построены линии тока этого вихря, которые лежат в плоскостях, перпендикулярных

оси. Вследствие этого частицы жидкости приобретают составляющие скорости, которые вдоль лопаток направлены радиально, а у втулки и по окружности корпуса — в окружном направлении. Эти процессы не должны, однако, оказывать влияния на работу лопатки, поскольку линии тока канальных вихрей не имеют составляющих в осевом направлении (см. также 1-е издание настоящей книги, уравнение 12).



Фиг. 171. Вторичные потоки в осевом рабочем колесе.

Кроме того, пограничный слой на лопатках, вызванный вязкостью перемещаемой среды, больше подвергается воздействию центробежных сил, чем расходный поток, так как он приобретает полную окружную скорость вращения колеса. Соответственно часть жидкости (пограничный слой) отбрасывается наружу, вследствие чего возникает второе вторичное движение II, аналогичное движению в колене (см. фиг. 55). Отсос [228] пограничного слоя за счет центробежных сил еще более усиливается из-за перепада давления, направленного наружу на всасывающей стороне лопатки, поскольку здесь снижение давления, связанное с обтеканием носка лопатки (дополнительное разрежение Δh_1, согласно разделу 36) растет изнутри наружу. Описанное явление, подобное тому, которое наблюдалось у радиальных каналов и было описано в разделе 24, было подтверждено экспериментальными наблюдениями [229] и оказывает благоприятное влияние, так как реальный поток приближается к потоку идеальной жидкости [1]. При расчетах и эти вторичные течения не учитываются.

59. ФОРМА ЛОПАТОК И СТЕПЕНЬ РЕАКЦИИ

Возможные формы лопаток лучше всего различать по степени реакции $\mathfrak{r}$. Эту величину особенно легко можно выразить для осевого колеса [231]. Согласно основному уравнению

$$gH_{th} = u(c_{3u} - c_{0u}), \tag{8. 1}$$

где

$$c_{3u} - c_{0u} = w_{0u} - w_{3u} \text{ или } \Delta c_u = \Delta w_u.$$

Далее

$$\mathfrak{r} = \frac{H_p}{H} \approx \frac{(H_p)_{th}}{H_{th}} = \frac{(w_0^2 - w_3^2)/2g}{\frac{u\,(c_{3u} - c_{0u})}{g}} = \frac{w_0^2 - w_3^2}{2\,u\,(w_{0u} - w_{3u})}.$$

---

[1] Химмельскамп в диссертации «Исследования на вращающейся решетке лопаток» (Шеттинген, 1954) доказывает, что вблизи втулки достигается значительно бо́льшая подъемная сила, чем в аэродинамической трубе. Аналогичные результаты сообщал Мюлеманн [230].

Если одновременно принять постоянными значения меридиональных составляющих скорости на входе и выходе рассматриваемого сечения лопатки, что почти всегда имеет место для насжимаемой жидкости, а для газов — большей частью с достаточным приближением, то (см. фиг. 172) будем иметь

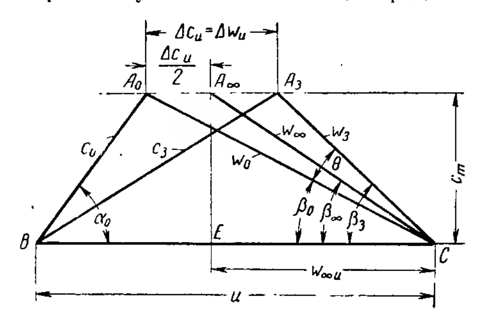
$$w_0^2 - w_3^2 = w_{0u}^2 - w_{3u}^2 = (w_{0u} - w_{3u})(w_{0u} + w_{3u}).$$

Следовательно, получаем

$$\mathfrak{r} = \frac{1}{2} \cdot \frac{w_{0u} + w_{3u}}{u};$$

здесь означает: $\frac{1}{2} \cdot (w_{0u} + w_{3u}) = w_\infty \cos \beta_\infty = w_{\infty u}$, окружная составляющая половины векторной суммы $CA_\infty = w_\infty$, среднего значения входной и выходной скоростей колеса. Отсюда получается простое выражение

$$\mathfrak{r} = \frac{w_{\infty u}}{u}. \quad (8.2)$$

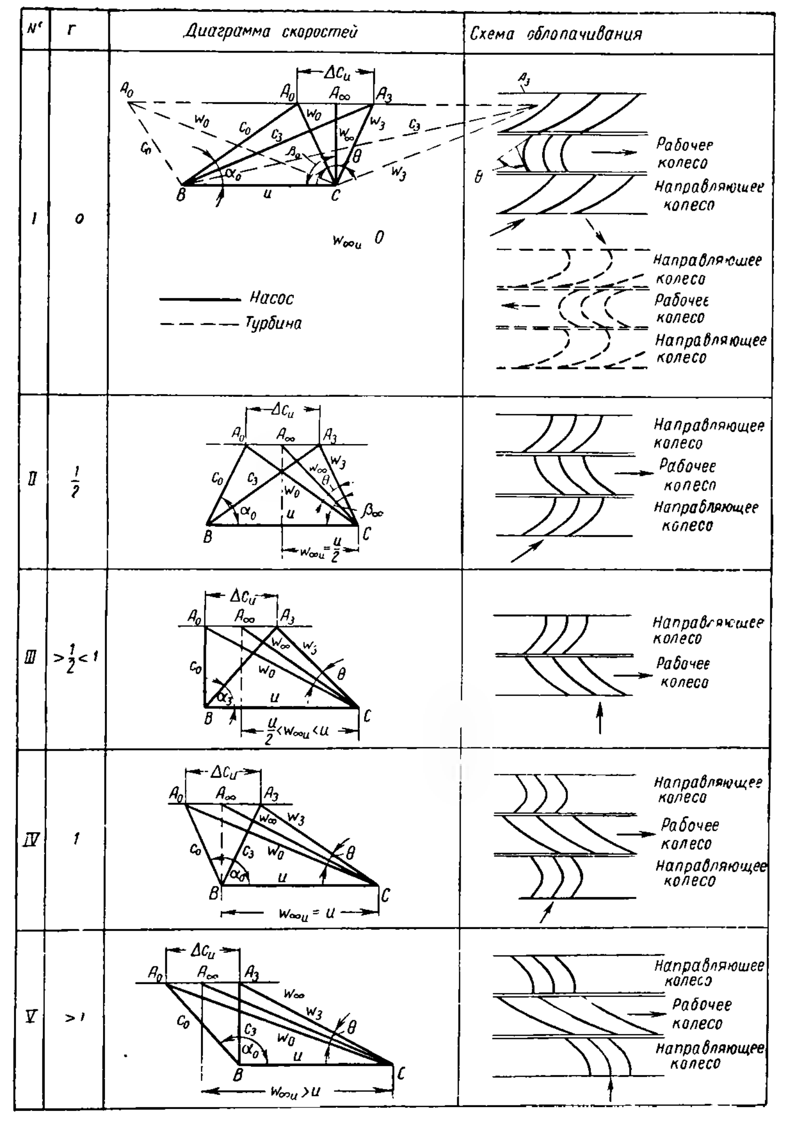


Фиг 172. Диаграмма скоростей осевого колеса.

Это равенство очень наглядно. Оно является другой формой выражения справедливого для любого направления притекания жидкости, но ограниченного значением угла $\alpha_0 = 90°$ уравнения (3. 55) раздела 23. Из равенства (8. 2) видно, что степень реакции уменьшается, когда средняя точка A_∞ отрезка $\overline{A_0A_3}$ перемещается вправо (см. фиг. 172). Это наглядно показано для наиболее важных случаев на фиг. 173, которые мы расположили по возрастающему значению степени реакции $\mathfrak{r}$. Наряду с диаграммой скоростей показаны соответствующие профили лопаток, причем для направляющих лопаток в основу было положено направление абсолютной скорости, а для рабочих лопаток — направление относительной скорости. При построении диаграмм скоростей и профилей лопаток были приняты соотношения, какие встречаются у насосов и компрессоров, когда $\overline{A_0A_3} = \Delta c_u = \Delta w_u$ мало по сравнению с u (в то время как у паровых и газовых турбин лопатки имеют бóльшую кривизну и поэтому Δc_u большей частью больше чем u). В большинстве случаев приходится принимать во внимание закрутку потока перед рабочим колесом, т. е. α_0 не равняется 90°.

Относительно отдельных диаграмм скоростей и расположения лопаток можно сказать следующее.

Случай I. $w_{\infty u} = 0$, $\mathfrak{r} = 0$; рабочая лопатка имеет характерную для течения при постоянном давлении серповидную форму. В насосах не применяется.



Фиг. 173. Диаграммы скоростей и формы лопаток при пяти различных степенях реакции.

Случай II. $w_{\infty u} = u/2$, $r = 1/2$; точка A_∞ лежит на перпендикуляре, восстановленном к u из ее средины. Треугольники скоростей на входе и выходе совпадают. Профили направляющих и рабочих лопаток могут также совпадать. Ввиду того что $w_0 = c_3$, опасность приближения к сверхзвуковой скорости одинакова у рабочего и направляющего колеса и поэтому (при данном отношении $\Delta c_u/u$) эта опасность становится наименьшей по сравнению со всеми другими схемами, поэтому эта схема является наиболее употребительной в многоступенчатых компрессорах.

Случай III. $u > w_{\infty u} > \frac{u}{2}$, но $\alpha_0 = 90°$; $c_{0u} = 0$; $0{,}5 > r > 1$. Только этому случаю соответствует отсутствие закрутки во всасывающем патрубке. Этот случай имеет большое значение для одноступенчатых машин, например, водяных насосов, вентиляторов, но применяется также для многоступенчатых компрессоров.

Случай IV. $w_{\infty u} = u$, $\alpha_0 > 90°$, $c_{0u} = -c_{3u}$, $r = 1$; следовательно, направляющее колесо не участвует в повышении давления, а только изменяет направление скорости, а поэтому лопатка имеет серповидную форму (отклоняющая лопатка); применяется в отдельных случаях для компрессоров. Это случай обратный I.

Случай V. $w_{\infty u} > u$, $\alpha_0 \gg 90°$, $c_{3u} = 0$, $r > 1$; у одноступенчатых машин здесь направляющее колесо получается на всасывающей стороне вместо колеса на напорной стороне, которое, таким образом, становится излишним.

При переходе через значения $r = {}^1/_2$ величина наибольшей скорости переходит от c_3 к w_0.

При одинаковом отношении $\frac{\Delta c_u}{u}$ получаются одинаковые значения коэффициента давления у всех описанных схем согласно основному уравнению. Очевидно угол отклонения $\beta_3 - \beta_0 = \theta$ рабочей лопатки сильно уменьшается с ростом r, так что лопатка становится менее изогнутой. Это является дополнительной причиной того, что у насосов обычно не применяют малых значений степени реакции. Если во всех случаях применен одинаковый угол отклонения θ, то очевидно растет отношение $\frac{\Delta c_u}{u}$ и тем самым коэффициент давления с ростом. Чем выше степень реакции, тем меньше изменяется β_∞ в различных сечениях лопатки по высоте, тем меньше, следовательно, закручивания лопатки (что будет рассмотрено в разделе 65). Кроме того, важно отметить, что при одинаковом значении угла отклонения θ, следовательно, при одинаковом профиле, с ростом c_m, т. е. с ростом коэффициента входной скорости c_m/u, происходит увеличение $\Delta c_u/u$ и соответственно растет коэффициент давления. Конструкции с применением различных описанных выше схем ведут себя очень различно относительно кавитации и приближения к скорости звука. Опасность приближения к звуковым скоростям тем больше, чем выше $\frac{w_0}{u}$ или c_3/u; случай II является с этой точки зрения наиболее благоприятным.

60. РАСЧЕТ ОСЕВЫХ ЛОПАТОК

Лучше всего при расчете исходить из принятого втулочного отношения $\frac{r_i}{r_a}$, которое следует выбирать возможно меньшим, и из угла входа β_{0a} относительной скорости на наружной окружности, для которой известны оптимальные значения (см. раздел 29). Задавшись этими величинами, согласно уравнению (4. 14а) (см. раздел 29), получим

$$r_a = \sqrt[3]{\frac{V}{\pi n \delta_r \omega \operatorname{tg} \beta_{0a}}}, \qquad (8.3)$$

где $k = 1 - \left(\frac{r_i}{r_a}\right)^2$, а относительная закрутка потока на входе $\delta_r = \frac{w_{0u}}{u}$ определяется заранее выбранной схемой.

Способ, который был выведен в главе VII для лопаток с двоякой кривизной, можно применить и для проектирования очертаний осевой лопатки. Этот способ, который мы хотим сперва рассмотреть, применим и для данного случая, если расположение лопаток аналогично описанному выше, т. е. если лопатки образуют явно выраженные каналы, вынужденно изменяющие направление потока соответственно кривизне лопаток. Указанное условие выполняется у многоступенчатых компрессоров, а также у водяных насосов, когда требуемое отклонение $\frac{\Delta c_u}{u}$ достаточно велико. Недостаток этого способа заключается в том, что влияние профилирования, т. е. распределение кривизны и толщины профиля вдоль его средней линии в этом случае можно учитывать только приближенно.

При малых отклонениях, например, у вентиляторов и одноступенчатых водяных насосов, зачастую нужны лопатки очень малой кривизны, которые настолько далеко расположены друг от друга, что их обтекание в меньшей степени соответствует предпосылкам одноразмерной струйной теории, чем условиям обтекания изолированного крыла в неограниченном пространстве. Последний способ расчета будет рассмотрен позднее в разделе 67. Его недостаток состоит в недостаточной свободе образования форм лопаток, поскольку характеристики изолированных лопаток необходимо определять экспериментально. Из опыта приходится также определять влияние конечного расстояния между лопатками. Этот способ имеет преимущество только при расчете упомянутых мало изогнутых и широко расставленных лопаток. Его не следует ни в коем случае рекомендовать для расчета густо расположенных лопаток с малым относительным шагом, что необходимо при высоких потребных коэффициентах давления, и здесь он имеет значение только при проведении дополнительных контрольных расчетов.

Поэтому в следующих разделах мы исходим из первого упомянутого способа, потому что он является, несомненно, наиболее важным для конструкторов. При этом первоначально рассматривается только средняя линия (скелетная линия) каждой лопатки,

как основная ее характеристика, а затем в случае необходимости производится профилирование.

Согласно уравнению (3. 46) раздела 21, между работой лопатки $H_{th\infty}$ при бесконечно густом расположении лопаток на колесе и действительной теоретической работой лопатки существует соотношение

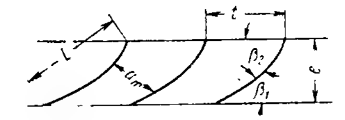
$$H_{th\infty} = H_{th}(1 + p) \qquad (8.4)$$

или в другой форме

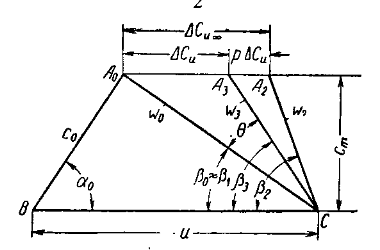
$$\Delta c_{u\infty} = \Delta c_u (1 + p), \qquad (8.4a)$$

где $p = \psi' \frac{r}{ze}$ или $p = \frac{\psi'}{2\pi} \cdot \frac{t}{e}$ или $p = 0{,}16\psi' \frac{\frac{t}{L}}{\sin\frac{1}{2}(\beta_1 + \beta_2)}$; (8.4a)

здесь e — осевая длина лопатки (фиг. 174). Согласно данным, приведенным в разделе 24, опытный параметр ψ' в этом



Фиг. 174. Осевая лопатка.



Фиг. 175. Диаграмма скоростей с учетом конечного числа лопаток.

случае больше, чем у тихоходных центробежных колес. В случае средней линии, изогнутой по дуге круга согласно уравнению (3. 54) (см. раздел 22), можно считать

$$\psi' = 1 : 1{,}2(1 + \sin\beta_2) \qquad (8.5)$$

Дальнейшие данные по этому вопросу можно найти в диссертации Заальфельда [268]. Увеличение угла β_1 на входной кромке, как правило, не учитывается, т. е. считают $\beta_1 = \beta_0$. В особенности у компрессоров при высоком числе Маха (w_0/a больше 0,7) любое отклонение угла β_1 от угла β_0 как в положительном, так и в отрицательном влияет неблагоприятно [232].

Отсюда получается взаимное расположение углов потока β_0, β_3 и углов лопатки β_1, β_2, показанное на фиг. 175.

Относительный шаг t/L должен быть выбран так, чтобы было обеспечено потребное отклонение потока. Следовательно, отношение t/L при сильном изменении направления $\beta_2 - \beta_1$, т. е. при сильной кривизне профиля или при большом коэффициенте подъемной силы ζ_a, должно быть меньше, чем при малом изменении направления. Лопатки малой кривизны могут быть расположены на большем расстоянии друг от друга. Для профилей с максимально возможной кривизной, которые нужны для многоступенчатых ком-

прессоров, благоприятное отношение между средней шириной канала $a_m \approx t \sin \frac{1}{2} (\beta_1 + \beta_2)$ и длиной лопатки L, примерно, равно $\frac{a_m}{L} = 0,4$. Отсюда получается следующая формула для определения относительного шага при $k = 1/0,4$

$$\frac{L}{t} = k \sin \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \quad (8.6)$$

или числа лопаток

$$z = 2\pi k \frac{r}{L} \sin \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \quad (8.7)$$

при

$$L = e \sin \frac{\beta_1 + \beta_2}{2},$$

получим также

$$z = 2\pi k \frac{r}{e} \sin^2 \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \quad (8.8)$$

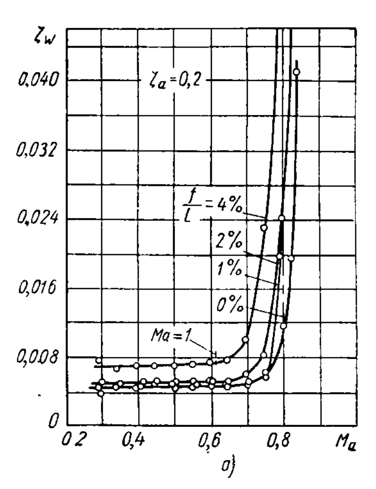
Формулы (8.6) — (8.8) относятся к средней поверхности линий тока, лежащей примерно на радиусе $r_m = \frac{1}{2} (r_a + r_i)$. Определяемый таким образом шаг лопаток, согласно сказанному выше, следует считать минимальным. Практически при малых нагрузках на лопатки или при большей их толщине величина шага может быть выполнена значительно большей.

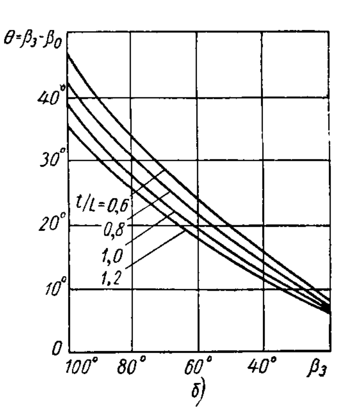
У насосных решеток существуют ограничения величины угла отклонения $\theta = \beta_3 - \beta_0$, следовательно, также существуют пределы для угла β_2. К этому принадлежит также ограничение (см. раздел 90) угла β_{2l} значением 90°. У осевых лопаток к этому добавляется еще особая чувствительность к отрыву, кавитации и приближению к звуковым скоростям.

На фиг. 176 даны кривые зависимости коэффициента сопротивления ζ_w от числа Маха, причем параметром взята кривизна f/L (см. также фиг. 18) при одинаковом коэффициенте подъемной силы ζ_a. Можно видеть, что сопротивление профиля с ростом числа Маха увеличивается тем быстрее, чем большую кривизну имеет средняя линия. Поэтому при высоких числах Маха исключается применение такого сильного расширения канала, следовательно, такого высокого отклонения угла θ, которое допустимо при средних числах Маха. На фиг. 176, *б* даны значения угла θ, предложенные Хоуэллом для многоступенчатого компрессора, в зависимости от угла β_3 при относительном шаге t/L, взятом в качестве параметра [233]. Эти значения были проверены Заальфельдом [268], который получил достаточное совпадение результатов. Кроме того, можно видеть,

что отклонение может быть тем больше, чем больше угол β_3 и чем меньше относительный шаг t/L (чем больше густота решетки).

Следует еще упомянуть о том, что осевой насос более чувствителен, чем другие насосы, к отклонениям от оптимальной формы. Поэтому здесь безусловным требованием является максимальная точность выполнения в производстве, наименьшие радиальные зазоры между рабочими лопатками и корпусом [235], и в особенности обеспечение осевого притекания потока без вторичных токов. Числовые примеры приводятся в разделах 63 и 115, расчет направляющего аппарата дается в разделе 68. Расчет лопаток на основании потенциальной теории.





Фиг. 176.

а — влияние кривизны скелетной линии на сопротивление профиля ζ_w с ростом числа Маха. Коэффициент подъемной силы ζ_a остается неизменным; *б* — зависимость рекомендуемых значений угла отклонения $\theta = \beta_3 - \beta_0$ от угла выхода β_3 для осевых насосов с высоким коэффициентом давления, в особенности для многоступенчатых осевых компрессоров (по данным Хоуэлла).

Принимая во внимание, что при развертке отдельных сечений речь идет о параллельно расположенных прямолинейных решетках лопаток, часто пытались разработать практически пригодный способ расчета, рассматривая течение как потенциальное.

Для плоских профилей, очерченных по дуге круга, Вейниг [236] определил отклонение угла $\beta_0 - \beta_1$ и соответственно угла $\beta_2 - \beta_3$ на входе и выходе при отсутствии трения и построил по полученным результатам расчетные графики. Их применение к действительному течению делает расчет независимым от опытного параметра ψ', согласно уравнению (8. 4б). Однако против этого способа существуют пока следующие возражения.

1. Учет отклонения потока на входе приводит, как показал опыт, к слишком узкому входу, т. е. к снижению расхода, потому что сужение входа требует значительного превышения теорети-

ческого значения ширины входа. Встречаются случаи у осевых колес, когда пренебрежение отклонением потока на входе создает несколько повышенный расход. В числовом примере раздела 63 по этой причине не принималось во внимание сужение из-за толщины лопатки.

2. Действительное отклонение выхода вследствие влияния вязкости (см. раздел 20б) больше чем у потенциального течения. Это особенно наблюдается у рассматриваемых осевых колес. Следовательно, получается слишком малый выходной угол и тем самым слишком низкий напор.

Естественно, существует возможность компенсировать первый недостаток, используя полученное отклонение потока на выходе. Затем практически можно увязать теорию с опытом за счет введения опытного коэффициента, учитывающего повышенное значение отклонения потока на выходе по сравнению с теоретическим значением. Однако это не дает преимущества по сравнению с описанными выше способами. Кроме того, для введения указанной поправки в настоящее время еще отсутствуют достаточные обоснования.

61. ВТУЛОЧНОЕ ОТНОШЕНИЕ, КОЭФФИЦИЕНТЫ ДАВЛЕНИЯ И ПОДАЧИ

Согласно уравнению (8. 1)

$$\Delta c_u = \frac{gH_{th}}{u} = \frac{gH_{th}}{r\omega} \tag{8. 8a}$$

отклонение Δc_u растет от вершины лопатки к втулке и тем самым также растет угол отклонения $\theta = \beta_3 - \beta_0$, поскольку H_{th} во всех струйках остается постоянным, а r уменьшается. Следовательно, получается очень мало изогнутая лопатка на наружном радиусе. По направлению к оси кривизна лопатки сильно возрастает, причем растет и угол лопатки β_2. Это можно наглядно пояснить еще и тем, что давление в зазоре снижается снаружи внутрь вследствие вращения потока за рабочим колесом. В то время как у вершины лопатки требуется мало изогнутый профиль с большим перепадом давления (с большей реактивностью), у втулки, по крайней мере, при безвихревом потоке (т. е. при $rc_u = \text{const}$) можно получить активную решетку без перепада давлений, следовательно, лопатку серпообразной формы при $\beta_2 \gg 90°$, если выбрать соответственно малым диаметр втулки.

а) **Максимально допустимое втулочное отношение.** В разделе 86 будет показано, что у винтовых или осевых насосов при отсутствии крутки на входе угол лопатки β_{2i} у втулки должен равняться максимум 90°, если только по всей длине лопатки не применяются серпообразные профили с углом выхода больше 90°. Последняя форма профиля в применении к насосным лопаткам еще мало исследована [239] и поэтому в дальнейшем не рассматривается.

Если придерживаться максимального значения угла $\beta_{2i} = 90°$, то отсюда можно определить соответствующие значения отношения радиусов r_a/r_i (фиг. 177), как это показано в нижеследующем иссле-

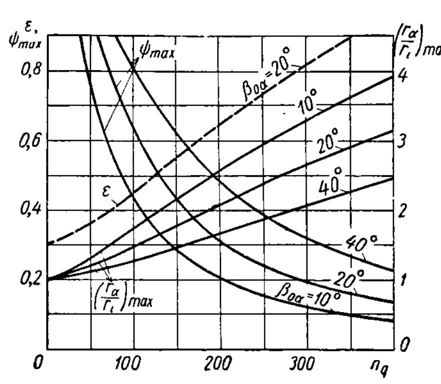
довании, которое очень важно для колес с большим коэффициентом расхода φ из-за требуемых высоких значений β_2. При этом r_i имеет минимальное допустимое значение, а отношение радиусов $\frac{r_a}{r_i}$ (обратная величина втулочного отношения) предельно максимальное значение.

Если нет закрутки потока на входе, т. е. $c_{0u}=0$ и на поверхности течения с радиусом втулки r_i угол $\beta_2=\beta_{2i}=90°$, следовательно, $c_{2u}=c_{2ui}=u_i=r_i\omega$, то получаем

$$H_{th\infty}=\frac{r_1^2\omega^2}{g}. \quad (8.9)$$

Отсюда при минимальном значении радиуса r_i получаем

$$r_i^2=\frac{gH_{th\infty}}{\omega^2}=\frac{2H_{th\infty}}{\left(\frac{\pi n}{30}\right)^2}. \quad (8.9а)$$



Фиг. 177. Зависимость между максимально допустимым отношением радиусов r_a/r_i (максимально возможный коэффициент давления φ_{max}), коэффициент входной скорости ε в зависимости от удельного числа оборотов n_q при различных значениях угла β_{0a} как параметра.

Учитывая, что через ометаемую лопатками площадь должен проходить заданный расход V', следовательно,

$$\pi\left(r_a^2-r_i^2\right)=\pi r_i^2\left(\frac{r_a^2}{r_i^2}-1\right)=\frac{V'}{c_n}=\frac{V'}{\varepsilon\sqrt{2gH}}$$

получаем

$$\frac{r_a^2}{r_i^2}=1+\frac{V'}{\varepsilon\pi r_i^2\sqrt{2gH}}.$$

Заменив на правой стороне r_i^2 выражением (8.9а) и одновременно использовав, $H_{th\infty}=H_{th}\times(1+p)$ согласно уравнению (8.4) при p_i вместо p (где p_i получается из уравнения (8.4) для цилиндрического сечения у втулки), для наибольшего значения отношения радиусов r_a/r_i получим

$$\left(\frac{r_a}{r_i}\right)^2_{max}=1+\frac{\pi\eta_n}{900\sqrt{2}g^{3/2}(1+p_i)\varepsilon}\cdot\frac{n^2V'}{H^{3/2}} \quad (8.10)$$

или, если ввести числовые значения и объединить их, то, имея в виду, что

$$\frac{n^2V}{H^{3/2}}=n_q^2,$$

получим

$$\left(\frac{r_a}{r_i}\right)^2_{max} = 1 + \frac{0{,}8\eta_h}{(1+p_i)\,\varepsilon}\left(\frac{n_q}{100}\right)^2. \qquad (8.\ 11)$$

Согласно уравнению (4. 15) раздела 29, можно ввести $\varepsilon = 0{,}0341\left[(n_q\sqrt{k})\,\mathrm{tg}\,\beta_{0a}\right]^{2/3}$, где $k = 1 - (r_i/r_a)^2$. После небольших преобразований можно получить, таким образом, следующую зависимость между максимальными значением отношения радиусов $\frac{r_a}{r_i}$ и n_q

$$\left(\frac{r_a}{r_i}\right)^3_{max} - \left(\frac{r_a}{r_i}\right)_{max} = \left(\frac{1{,}09\eta_h}{1+p_i}\right)^{3/2}\frac{1}{\mathrm{tg}\,\beta_{0a}}\left(\frac{n_q}{100}\right)^2. \qquad (8.\ 12)$$

Отсюда можно определить минимальное значение n_q, соответствующие любому отношению радиусов $r_a : r_i$.

На фиг. 177 даны кривые, построенные по этому уравнению, причем максимальное отношение радиусов нанесено в зависимости от n_q при предположении $p_i = 0{,}25$, $\eta_h = 0{,}85$. Три кривые справедливы при углах $\beta_{0a} = 10°$, $20°$ и $40°$, причем следует напомнить, что при подаче воды следует применять нижние значения, а при подаче воздуха — верхние значения этого угла. У осевых лопаток необходимо даже выдерживать еще меньший угол β_{0a} в случае подачи воды, чем у других форм лопаток, чтобы воспрепятствовать срыву потока. Благодаря этому облегчается также получение более низкого удельного числа оборотов.

Таким образом, минимально допустимое втулочное отношение является функцией удельного числа оборотов. Диаметр втулки может быть, согласно фиг. 177, тем меньше, чем больше удельное число оборотов. В то же время можно видеть, что уже при средней быстроходности требуется большой диаметр втулки. Поэтому нельзя снижать удельное число оборотов у осевого насоса ниже определенного предела, приблизительно $n_q = 80$, чтобы не получить невыгодные короткие лопатки. Кроме того, рекомендуется при выборе отношения радиусов выбирать значения ниже данных фиг. 177, чтобы тем самым неполностью достигался угол $\beta_2 = 90°$. Разница по сравнению с предельным значением отношения радиусов не может при этом оказаться значительной, потому что уже небольшое уменьшение отношения радиусов вызывает большое изменение угла β_2.

Если на входе имеется закрутка потока K_0, то предельное отношение радиусов колеса ко втулке становится больше или меньше, в зависимости от положительного или отрицательного значения K_0. Рабочие колеса со входным направляющим колесом, закручивающим поток против вращения, могут быть выполнены с уменьшенной втулкой.

б) Коэффициент давления. Изложенные выше выводы были сделаны при предположении наибольшего возможного угла β_{2i} у втулки и тем самым создают возможность определить наибольшее

значение коэффициента давления. Коэффициент давления всегда относится к скорости u_a, т. е. можно написать

$$\psi = \frac{2gH}{u_a^2}, \tag{8.13}$$

так что становится существенным еще и отношение радиусов (кроме степени реакции и закрутки потока на входе); достигаемый напор действительно зависит от наименьшей окружной скорости $u_i = r_i \omega$.

Коэффициент давления, достигаемый на радиусе r_i, составляет при угле $\beta_2 = 90°$, согласно уравнению (8. 9), $\psi_i = 2\eta_h(1 + p_i)$. Этот параметр находится в зависимости от ψ уравнения (8. 13), а именно $\psi_i = \psi\left(\frac{r_a}{r_i}\right)^2$. Отсюда следует после простых преобразований, что коэффициент давления, отнесенный к наружной окружности колеса, равняется

$$\psi_{max} = \frac{2\eta_h}{\left(\frac{r_a}{r_i}\right)^2 (1 + p_i)}. \tag{8.14}$$

С помощью этого выражения на фиг. 177 нанесена также зависимость наибольшего возможного коэффициента давления ψ от n_q при прочих равных параметрах. Можно видеть, что коэффициент давления меньше у осевых насосов, чем у центробежных, что, безусловно, объясняется тем, что на конце лопатки всегда применяются меньшие углы β_2. Большие коэффициенты давления получаются только при низком удельном числе оборотов в сочетании с большими углами β_{0a}.

При $p_i = 0{,}25$, $\eta_h = 0{,}85$ из выражения (8. 14) следует

$$\psi_{max} = 1{,}36\left(\frac{r_i}{r_a}\right)^2. \tag{8.14a}$$

Следует принять во внимание, что предельно допустимые скорости u_a у осевых насосов зависят не от прочности рабочего колеса, а почти исключительно определяются опасностью кавитации или приближения к звуковой скорости; поэтому в данном случае приобретает сильное влияние коэффициент относительной закрутки потока на входе, который при предыдущих рассуждениях был принят равным 1. Поэтому нельзя заранее предсказать применимую окружную скорость (см. раздел 115). По этим причинам коэффициент давления не имеет большого значения у осевых насосов, поскольку он не дает достаточного обоснования предполагаемого напора; в настоящее время значение этого коэффициента для осевых насосов несколько переоценивается.

в) Коэффициент входной скорости ε можно вычислить по уравнению (4. 15) раздела 29, когда определено отношение радиусов $r_a : r_i$, если ввести в это уравнение $k = 1 - \left(\frac{r_i}{r_a}\right)^2$. Наряду с этим применяется коэффициент относительной входной скорости $\varphi = \frac{c_m}{u_a}$.

Обе величины определяются для каждого значения n_q после выбора величин β_{0a} и δ_r. При отсутствии крутки на входе, т. е. когда $\delta_r = 1$, очевидно, что $\varphi = \operatorname{tg} \beta_{0a}$. При течении воды наилучшие кавитационные характеристики соответствуют оптимальному углу входа β_{0a}, равному приблизительно 17°; у компрессоров наилучшие данные с точки зрения опасности приближения к скорости звука получаются при оптимальном направлении входной скорости, соответствующей углу входа потока $\beta_{0a} = 32° \div 38°$. Если отсутствует опасность кавитации или приближения к скорости звука, то условие малых потерь в лопатках требует также применения большого угла входа β_{0a}, приблизительно равного 35°. Дальнейшее увеличение угла входа β_{0a}, хотя и приводит к некоторому повышению коэффициента давления и уменьшению размеров, но связано с недостатком — увеличением числа Маха (что, однако, важно только при высоких степенях сжатия).

У осевых машин соотношения безразмерных параметров получаются особенно простыми. Коэффициент входной скорости равняется

$$\varepsilon = \frac{c_m}{\sqrt{2gH}} = \frac{c_m}{u_m} \cdot \frac{u_m}{\sqrt{2gH}} = \frac{\varphi}{\sqrt{\psi}}. \tag{8.15}$$

Далее вычисляем при $k = 1 - (r_i^2\, r_a^2)$

$$V = c_m r_a^3 \pi k = \frac{c_m}{u_a} \cdot \frac{\pi n}{30} r_a^2 \pi k$$

и если в уравнение (8. 13) ввести $u_a = r_a \left(\frac{\pi n}{30}\right)$, то удельное число оборотов будет равняться

$$n_q = \frac{30}{\sqrt{\pi}} (2g)^{3/4} \sqrt{k} \frac{\sqrt{\varphi}}{\psi^{3/4}} = 157{,}8 \sqrt{k} \frac{\sqrt{\varphi}}{\psi^{3/4}} \tag{8.16}$$

Таким образом, по графикам φ, ψ можно определить также удельное число оборотов, если известно уменьшение входного сечения втулкой k.

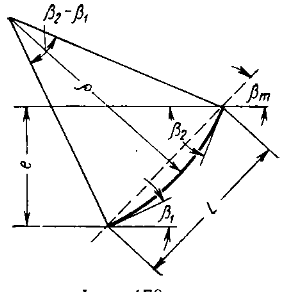
62. ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ПРОФИЛИРОВАНИЕ ЛОПАТОК

Средние линии (скелетные линии) сечений лопатки должны быть непрерывными. Предпочитают применять форму лопатки. соответствующую дуге круга или параболе, с меньшей кривизной, расположенной на выходной кромке. Менее рекомендуется применять профиль из нескольких дуг круга из-за чувствительности потока к скачкообразному изменению радиуса кривизны. В противоположность этому особенно часто применяется одна дуга круга, радиус которого равняется (фиг. 178)

$$\rho = \frac{L}{2 \sin \frac{\beta_2 - \beta_1}{2}} = \frac{e}{2 \sin \frac{\beta_2 - \beta_1}{2} \sin \frac{\beta_2 + \beta_1}{2}} = \frac{e}{\cos \beta_1 - \cos \beta_2}. \tag{8.17}$$

Разрезные лопатки (см. фиг. 183), по-видимому, при большом отклонении обладают лучшими характеристиками с точки зрения уменьшения опасности срыва при частичной нагрузке (см. раздел 64), хотя к. п. д. в оптимальной точке несколько снижается [240], [241].

Можно лопатки выполнить при неизменном тонком сечении стенки (например, из листа). Можно также их профилировать. При этом, как у апробированных несущих крыловых профилей, толщина в средней части увеличивается, а к краям уменьшается, в результате чего спереди получается хорошо закругленная, а сзади — острая кромка. Наибольшая толщина у насосных профилей выполняется, по крайней мере, на расстоянии не менее 30% от передней кромки. В особенности в тех случаях, когда необходимо учитывать опасность кавитации или образования местных сверхзвуковых скоростей, рекомендуется увеличивать расстояние до сечения наибольшей толщины до 40—50%. На фиг. 179 приводятся кривые, характеризующие коэффициент сопротивления ζ_w для трех различных профилей в зависимости от числа Маха, причем параметром взят коэффициент подъемной силы ζ_a (величины ζ_w и ζ_a определяются уравнениями (8. 35) и (8. 36) раздела 67). Эти кривые построены на основании большого числа опытов, осуществленных германским исследовательским авиационным институтом [242]. Из этих кривых ясно видна выгодность большого смещения максимальной толщины при числе Маха выше 0,7. В табл. 11 приведены значения половины толщины y в зависимости от длины x, измеренной от передней кромки, для разработанных НАКА ламинарных профилей симметричной формы с прямой средней линией, причем обе величины даны в процентах от длины хорды профиля L (см. фиг. 188); эти ламинарные профили были разработаны Национальным Американским комитетом по авиации [243].

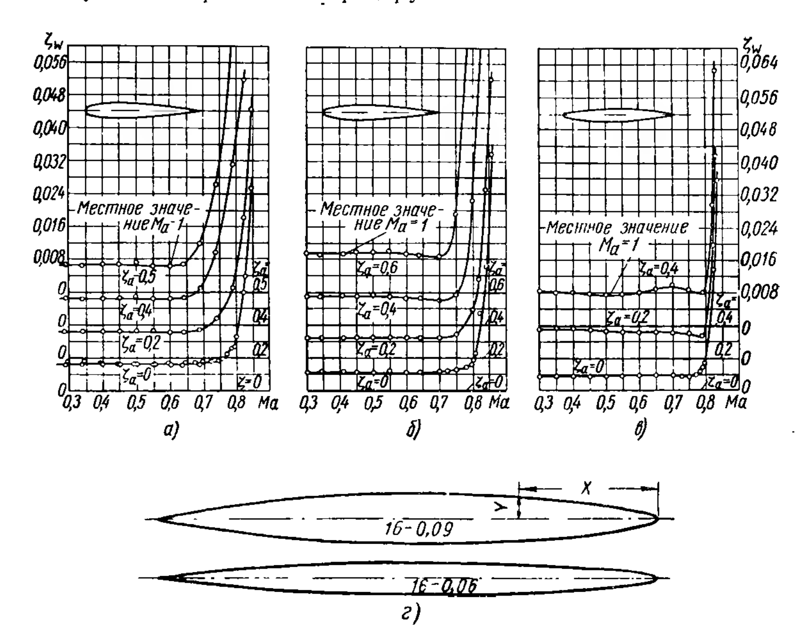


Фиг. 178.

Эти формы профилей переносятся на известную скелетную линию таким образом, чтобы сохранилось распределение толщины. Относительную толщину можно изменять путем умножения значений y на постоянный множитель и тем самым удовлетворить заданным условиям.

В общем следует заметить, что толщина должна быть малой, по возможности не больше 10% длины профиля. Наиболее благоприятным кажется смещение максимальной толщины от носика профиля, равное 40%. Величину радиуса входной кромки с носка профиля в узких пределах можно изменять, причем следует учесть, что малые радиусы хотя и уменьшают чувствительность к сверхзвуковой скорости, но увеличивают чувствительность к углу атаки при входе. Естественно, что характеристики ламинарного профиля более или менее изменяются при искривлении средней (ске-

летной) линии. Поэтому нельзя ожидать, что при этом полностью сохранятся все хорошие свойства ламинарного профиля. Заостренная кромка третьего и последнего профилей в табл. 11 нецелесообразна по производственным соображениям и поэтому при их практическом применении хвостовая часть профиля соответствующим образом модифицируется.



Фиг. 179. Влияние положения наибольшей толщины лопатки на сопротивление симметричного профиля с ростом числа Маха. Поток двухмерный. Отношение толщины к длине 12%. Смещение максимальной толщины от передней кромки профиля соответственно 30%, 40% и 50% (диаграммы *а*, *б*, *в*). Масштаб коэффициента ζ_w отличается на диаграмме справа (*в*) от масштаба двух других диаграмм; *г* — два профиля с большим смещением назад наибольшей толщины (ламинарные профили).

Профилирование дает известные преимущества перед изогнутыми тонкими пластинками при достаточно большом расстоянии между лопатками и высоком числе Рейнольдса $Re = \frac{L\omega_\infty}{\nu}$. Граница лежит около $Re \approx 80\,000$, т. е. приблизительно там, где при обтекании несущего профиля пограничный слой становится турбулентным [244] в месте отрыва.

При малых числах Рейнольдса и густом расположении лопаток, вероятно, будут обладать своими преимуществами и листовые лопатки. Очень существенно отметить, что чувствительность к углу протекания (углу атаки) снижается благодаря профилированию,

Таблица 11

Ламинарные профили

Номер профиля NACA	16—006	16—009	65—006	65—010	66—006
x	*y*				
0	0	0	0	0	0
1,25	0,646	0,969	0,717	1,124	0,693
2,5	0,903	1,354	0,956	1,571	0,918
5,0	1,255	1,822	1,310	2,222	1,257
7,5	1,516	2,274	1,589	2,709	1,524
10,0	1,729	2,593	1,824	3,111	1,752
15	2,067	3,101	2,197	3,746	2,119
20	2,332	3,498	2,482	4,218	2,401
30	2,709	4,063	2,852	4,824	2,782
40	2,927	4,391	2,998	5 057	2 971
50	3,000	4,500	2,900	4 870	2 985
60	2,917	4 376	2,518	4,151	2,815
70	2,635	3,952	1,935	3,038	2,316
80	2,099	3,149	1,233	1,847	1,543
90	1,259	1,888	0,510	0,749	0,665
95	0,707	1,061	0,195	0,354	0,262
100	0,060	0,090	0,000	0,150	0.000
Радиус передней кромки профиля	0,176	0,396	0,240	0,666	0,223

Следует учесть, что мощность в результате профилирования заметно изменяется, а именно, у насосов работа лопаток уменьшается (у турбин увеличивается) [245], у профилей малой кривизны с малым углом установки и узким шагом это влияние толщины сильно заметно. Ее необходимо учитывать в каждом отдельном случае на основании практического опыта.

63. ЧИСЛОВОЙ ПРИМЕР РАСЧЕТА ОДНОСТУПЕНЧАТОГО НАГНЕТАТЕЛЯ

Необходимо рассчитать одноступенчатый осевой нагнетатель для наддува дизельных двигателей с 1 *ати* до 1,2 *ати* при скорости c_{I}, равной 50 *м/сек* у всасывающего патрубка, и c_{II}, равной 60 *м/сек* у напорного патрубка, при наружной температуре 20° и при расходе 1,3 *м*³/*сек* с возможно меньшим числом оборотов. Вводимый в расчет расход следует взять примерно на 5% выше потребного, так что $V' = 1{,}36$ *м*³/*сек*. Высота напора $H = h_{ad} + (60^2 - 50^2) : 2g$; согласно уравнению (1. 12а) раздела 3, $h_{ad} = 1610$ *м*, или согласно фиг. 343 $h_{ad}/T_1 = 5{,}5$, следовательно, $h_{ad} = 5{,}5 \cdot 293$. Отсюда $H = 1666$ *м*.

Минимально возможное число оборотов предполагает минимально допустимое удельное число оборотов для осевого колеса. Выберем $n_q = n\sqrt{V}/\sqrt[4]{H^3} = 90$, $(n_s = 330)$; отсюда

$$n = \frac{n_q \sqrt[4]{H^3}}{\sqrt{V}} = 90 \frac{\sqrt[4]{1666^3}}{\sqrt{1{,}36}} = 20\,000 \text{ об/мин.}$$

соответственно $\omega = \pi n/30 = 2100$ $^1/_{сек}$.

Для того чтобы отношение радиусов $\frac{r_a}{r_i}$, величина которых берется по фиг. 177, несмотря на малую быстроходность не было бы слишком малым и тем самым лопатки не получились слишком короткими, угол входящего потока β_{0a} не принимается равным оптимальному значению, примерно 35°, как это обычно делается у компрессоров, а следует выбирать его приблизительно равным 17°, что, естественно, связано со снижением к. п. д. Отсюда, по кривым фиг. 177 получаем приблизительно максимальное отношение радиусов $\left(\frac{r_a}{r_i}\right)_{max} = 1{,}42$. Чтобы угол β_{2i} был меньше 90°, было выбрано $\frac{r_a}{r_i} = 1{,}38$. Из уравнения (2. 3) раздела 6 следует при $k = 1 - 1 : 1{,}38^2 = 0{,}475$, $\delta_r = 1$, $r_a = 0{,}1127$ *м* $= 112{,}7$ *мм*, отсюда, $r_i = r_a : 1{,}38 = 81{,}6$ *мм* и $c_m = \frac{V'}{\pi k r_a^2} = 72{,}0$ *м/сек* (проверка: $c_m = \varepsilon \sqrt{2H}$ при ε из уравнения (4. 15) раздела 29).

После того как станут известны k и β_{0a}, можно также проверить приближение входной скорости к звуковой. Звуковой коэффициент быстроходности $S = \frac{n^2 V}{ka^3}$ при $a = 348$ *м/сек* становится равным $S = 27{,}8$. Откуда по фиг. 133 при $\beta_{0a} = 17°$, получается неожиданно большое число Маха $\frac{w_{0a}}{a} \approx 0{,}74$.

Для определения числа лопаток рассмотрим сперва среднюю поверхность линии тока, радиус которой r_m можно взять равным

$$r_m = \sqrt{\frac{1}{2}(r_a^2 + r_i^2)} = 98{,}4 \text{ мм}^*$$

(можно с таким же успехом принять $r_m = \frac{1}{2}(r_a + r_i)$. Отсюда $u_m = r_m \omega = 206{,}5$ *м/сек*, $\text{tg}\, \beta_0 = 72/206{,}5 = 0{,}3485$. Можно считать, что сужение проходного сечения лопатками у этих колес компенсируется отклонением потока при входе, т. е. $\beta_0 = \beta_1 = 19°13'$.. Ввиду того что $H_{th} = H/\eta_h = 1962$ *м* и $p = 0{,}4$, то $H_{th\infty} = 1{,}4 \times \times 1962 = 2750$ *м*; следовательно $c_{2u} = g \cdot 2750/206{,}5 = 131$ *м/сек*.

Если пренебречь влиянием сужения на выходе вследствие его незначительности, то $\text{tg}\, \beta_2 = \frac{c_m}{u - c_{2u}} = 72/75{,}5 = 0{,}955$; $\beta_2 = = 43°40'$. Среднюю осевую длину e выберем равной $r_m/4 \approx 25$. Согласно уравнению (8. 8) раздела 60, число лопаток $z = 18{,}5$, округляется до 19.

Лопатки решим отштамповать из дюралевого листа толщиной 2 *мм*. Хотя в рассматриваемом случае превышено предельное значение числа Рейнольдса, ниже которого следует применять листовые лопатки, откажемся от профилирования с целью удешевления производства.

* Радиус равноделящей окружности, т. е. делящей ометаемую площадь пополам *Прим. ред.*

Из-за короткой длины лопаток в радиальном направлении достаточно рассчитать сечения лопаток только по трем радиусам r_a, r_m, r_i, что сделано в табл. 12.

Таблица 12

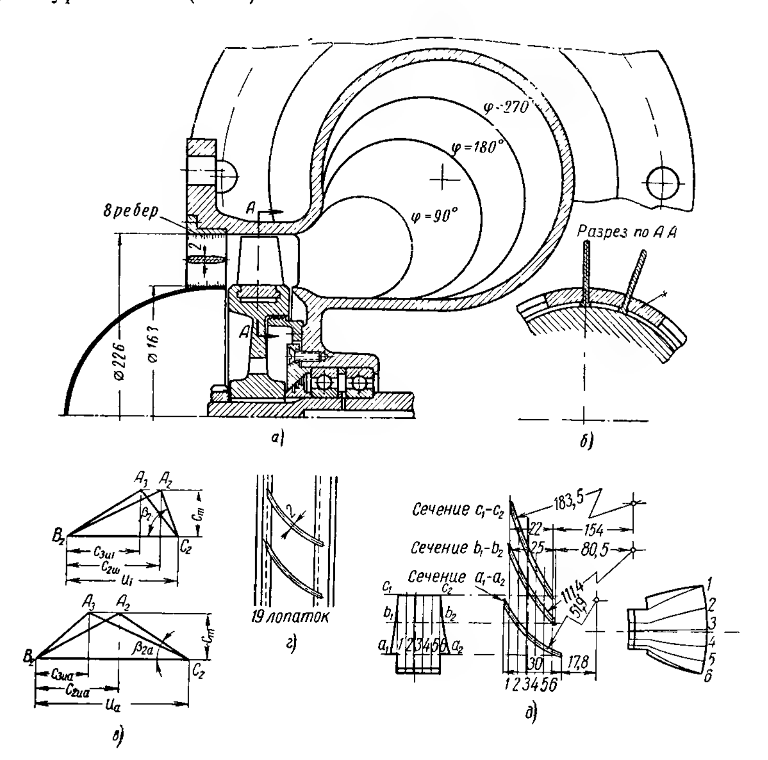
Расчет профилей лопаток

№№ п. п.	Обозначения	Размерность	Расчетная формула	Сечение профиля I	II	III
1	r	*м*		0,0816	0,0984	0,1127
2	u	*м/сек*	$u = r\omega$	170,9	206,1	236,0
3	$\operatorname{tg}\beta_0$	—	$= c_m/u$	0,4215	0,3492	0,3052
4	β_0	град	по п. 3	22,85	19,26	16,98
5	β_1	град	$= \beta_0$ (ориент.)	22,85	19,26	16,98
6	c_{3u}	*м/сек*	$= gH_{th}/u$	112,5	93,3	81,45
7	$\operatorname{tg}\beta_3$	—	$= c_m/(u - c_{3u})$	1,23335	0,638	0,4658
8	β_3	град	по п. 7	50,97	32,53	24,98
9	β_2	град	$> \beta_3$ (ориент.)	70	45	35
			$= 1,1\,(1 + \sin\beta_2)$			1,730
10	ψ'	—	согл. ур. (85) разд. 60	2,133	1,878	
11	e	*мм*	по выбору	30	25	22
12	p	—	$= \psi' r/ze$	0,305	0,389	0,4665
13	c_{2u}	*м/сек*	$= c_{3u}\,(1 + p)$	146 9	129,6	119,4
14	$\operatorname{tg}\beta_2$	—	$= c_m/(u - c_{2u})$	3,000	0,9415	0,6173
15	β_2	град	по п. 14	71,56	43,28	31,7
			Контроль			
16	ψ'	—	$= 1,1\,(1 + \sin\beta_2)$	2,143	1,854	1,678
17	p	—	$= \psi' r/ze$	0,3067	0,384	0,4524
18	c_{2u}	*м/сек*	$= c_{3u}(1 + p)$	147,0	129,13	118,30
19	$\operatorname{tg}\beta_2$	—	$= c_m/(u - c_{2u})$	3,012	0,9354	0,6117
20	β_2	град	по п. 19	71,64	43,088	31,454
21	L	*мм*	$= e/(\sin(\beta_1 + \beta_2)/2)$	40,85	48,30	53,64
22	ρ	*мм*	согл. ур. 17	49 43	116,99	212,89
23	t/L	—	$= 2\,\pi r/zL$	0,661	0,674	0,695

При этом повсюду к. п. д. принят равным $\eta_h = 0{,}85$, т. е., как и выше, принято $H_{th} = 1962$ *м*. Величина e может несколько уменьшаться от втулки к периферии, отчасти по соображениям прочности, отчасти потому, что иначе лопатки имели бы слишком малый шаг у вершины (слишком большую густоту). Однако отношение $\frac{t}{L}$ не должно у периферии быть значительно больше, чем у втулки. Лопатки в данном случае профилируются по дугам круга с радиусом ρ, который определяется по таблице.

Последующая проверка полученного угла отклонения $\beta_3 - \beta_0$ на основании фиг. 176 показывает, что он приближается в достаточной степени к значениям кривой на этой фигуре. Можно ограничить эту последующую проверку, если с помощью приведенных ниже уравнений (8. 44) или (8. 46а) вычислить «коэффициент отклонения» $\zeta_a\left(\frac{L}{t}\right)$ или коэффициент подъемной силы ζ_a и сравнить с хоро-

шими опытными данными. Кроме того, можно учесть различие потерь в отдельных линиях тока по способу, изложенному в разделе 55, причем к. п. д. (η_h) берется различным в отдельных цилиндрических сечениях, соответственно приведенному в этом разделе уравнению (7. 26).



Фиг. 180. Компоновочный чертеж осевой воздуходувки согласно числовому примеру раздела 63:

а — продольный разрез; *б* — крепление лопаток (разрез по АА); *в* — треугольники скоростей на выходе лопатки на внутреннем и наружном сечении; *г* — разрез лопатки (всего 19 лопаток); *д* — разрезы и развертка лопатки по цилиндрическим и модельным сечениям.

Сечения лопатки показаны на фиг. 180. Они объединяются в одну поверхность таким образом, что центры тяжести расположены на одном радиусе, следовательно, центробежные силы не создают изгибающих напряжений. Последнее соображение относится также к сечению в месте закрепления лопатки на втулке. На фиг. 180 показано модельное сечение, построение которого в данном случае совсем не обязательно. Лопатки из дюралюминового листа толщиной 2 *мм* обладают достаточной прочностью при проверке со-

гласно разделу 288. Возможность возникновения опасных колебаний, т. е. резонанса между собственной частотой колебаний лопаток и частотой вращения вала, в данном случае отсутствует.

Соединение лопатки со втулкой при средних окружных скоростях производится проще всего с помощью сварки. В приведенной на фигуре конструкции показан утопленный хвостовик лопатки, который закреплен с помощью промежуточных вставок x, как это обычно делается у паровых турбин. Решетка из осевых ребер, несущая на себе входной обтекатель, оказывает одновременно благоприятное влияние как выпрямитель потока на входе.

В качестве выходного направляющего аппарата выбран спиральный кожух, потому что его можно еще осуществить при данном удельном числе оборотов и очевидно он создает наиболее благоприятную возможность отвода воздуха. При значительном повышении удельного числа оборотов сечения спирали получились бы слишком большими, вследствие чего потребовались бы выходные направляющие лопатки, расчет которых должен производиться по методу, изложенному в разделе 68.

При данной быстроходности машины можно было бы применить радиальные или полуосевые колеса с наклонной выходной кромкой, что рассматривается в разделах 56 и 57. Но их было бы трудно изготовить при данной окружной скорости, так что, несмотря на их благоприятную характеристику, они не применяются до сих пор у вентиляторов и воздуходувок, хотя широко используются при подаче воды.

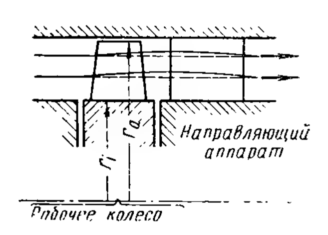
В приведенном выше примере расчета было выбрано наружное очертание втулки параллельно оси; выгоднее было бы наклонить ее насколько возможно, как об этом более подробно излагается в разделах 64 и 115. Если поверхность втулки параллельна оси, то лучше всего профилировать входной обтекатель втулки в виде полушара [246].

Величина зазора между вершиной лопатки и корпусом особенно сильно влияет на к. п. д. тихоходных машин с короткими лопатками. Вследствие этого рекомендуется по возможности приближаться к минимальным значениям, допустимым с точки зрения надежности эксплуатации.

Уменьшение угла β_{2i}. Если бы получение большого значения коэффициента давления не играло бы столь большой роли, как в приведенном примере расчета, то было бы целесообразно повысить число оборотов, благодаря чему не только уменьшается β_{2i}, но можно было бы увеличить также отношение радиуса r_a/r_i. Изменения обеих величин улучшают к. п. д., если только одновременное повышение числа Маха $\frac{w_{0a}}{a}$ или звукового коэффициента быстроходности $S = \frac{n^2 V}{ka^3}$ не слишком приближается к верхнему предельному значению.

1. Увеличение объема на входе. Расчет приводился уже в разделах 43 и 46. Увеличение объема имеет значение только при числе Маха c_0/a выше 0,4, что не было еще достигнуто в приведенном выше примере.

2. Сжатие в колесе (см. фиг. 181). Хотя учет повышения удельного веса является, по-видимому, необычным для осевых машин, однако мы хотим наглядно показать его влияние на приведенном выше примере расчета нагнетателя. Правило Прандтля (см. раздел 14) более неприменимо при данной сильной кривизне профиля. Поэтому будем поступать тем способом, который был уже предложен в разделе 46, причем следует учесть, что сжатие на разных поверхностях линий тока различно, а именно, уменьшается от периферии к центру.



Фиг. 181. Отклонение линий тока вследствие сжимаемости жидкости.

Согласно уравнению (6.22) раздела 46, отношение удельных объемов непосредственно после колеса и во всасывающем трубопроводе на любом радиусе r составляет

$$\frac{v_3}{v_{\rm I}} = \frac{1 + \dfrac{\Delta t_3}{T_{\rm I}}}{(1 + \eta_i \Delta t_3/T_{\rm I})^{\frac{\chi}{\chi-1}}} \qquad (8.18)$$

или

$$\frac{v_3}{v_{\rm I}} \approx \frac{1 + \dfrac{\Delta t_3}{T_{\rm I}}}{1 + \dfrac{\chi}{\chi - 1}\eta_i \Delta t_3/nT_{\rm I}} \qquad (8.18a)$$

Если объемная подача V_l соответствует скорости c_l (т. е. не при нулевой скорости, чему соответствует меньшая величина), то будем иметь

$$\Delta t_3 = \frac{H_i - (c_3^2 - c_{\rm I}^2)/2g}{427c_p} = \frac{H_i - (c_{3u}^2 + c_{3m}^2 - c_{\rm I}^2)/2g}{427c_p}. \qquad (8.19)$$

В этом выражении от струи к струе изменяется с радиусом r скорость $c_{3u} = gH_{th}/r\omega$ в то время, как c_{3m} сохраняет по высоте лопатки постоянное среднее значение, соответствующее сжатию потока.

При расчете поступают таким образом, сперва ориентировочно принимают среднее значение $\left(\frac{v_3}{v_{\rm I}}\right)_m$ и соответственно $c_{3m} = c_0 : \left(\frac{v_3}{v_{\rm I}}\right)_m$ сперва несколько меньше, чем c_0, а затем расчет производят для рассматриваемой линии тока, осевая проекция которой считается параллельной оси. Тогда уравнение (8.18) для любой рассматриваемой струйки дает значения $\frac{v_3}{v_{\rm I}}$, которые достаточно близки между собой для приемлемого точного определения среднего значения по всему сечению. Расчет второго приближения требуется только при очень больших отклонениях по сравнению с заранее принятыми

значениями, потому что доля c_3^2 в уравнении (8. 19) незначительна. Теперь искомый скорректированный угол β_2 определяется с использованием предыдущего расчета на основании равенства $(\mathrm{tg}\,\beta_2)_{корр} = \left(\frac{v_3}{v_1}\right)_m \mathrm{tg}\,\beta_2$. Его значение можно также непосредственно вычислить по c_{3m}, потому что c_{3u} остается неизменным.

Применение описанного метода к числовому примеру раздела 63. Если предварительно ориентировочно выбрать для данного отношения объемов $\left(\frac{v_3}{v_1}\right)_m = 0{,}92$, тогда $c_{3m} = 0{,}92\ c_0 = 0{,}92\cdot 72 = 66{,}2$ *м/сек*; примем $\eta_i (< \eta_h) = 0{,}75$, т. е. $H_i = 1666/0{,}75 = 2222$ *м*. Если для воздуха принять $427\ c_p$ равным 103, то расчет для трех упомянутых выше линий тока даст следующие значения, которые приведены в табл. 13.

Таблица 13

r	Размерность	Радиус r в *м*		
		0,08116	0,0984	0,1127
$c_{3u}^2 = \left(\frac{gH_{th}}{r\omega}\right)^2$	$м^2/сек^2$	12 750	8 750	6 650
$c_{3u}^2 + c_{3m}^2 - c_1^2$	"	14 630	10 630	8 530
$H_i - (c_{3u}^2 + c_{3u}^2 - c_1^2)/2g$	*м*	1 474	1 680	1 788
Δt_3 по ур. (8. 19)	град.	14,31	16,31	17,36
$\Delta t_3/T_1 = \Delta t_3/293$	—	0,0488	0,0558	0,0590
$\frac{\chi}{\chi-1}\eta_i\Delta t_3/T_1 = 3{,}5\cdot 0{,}75\Delta t_3/T_1$	—	0,128	0,146	0,155
$\left(\frac{v_3}{v_1}\right)$ по ур. (8. 18а)	—	0,928	0,921	0,917

$$\left(\frac{v_3}{v_1}\right)_m = \frac{(0{,}928 + 2\cdot 0{,}921 + 0{,}917)}{4} = 0{,}922$$

Это отношение удельных объемов практически совпадает с принятым ранее значением 0,92, но даже в случае больших отклонений повторение расчета не оправдало бы себя, как уже упоминалось раньше. Отсюда для трех линий тока, если для значения $\mathrm{tg}\,\beta_2$ взять данные из прежнего расчета, получим

$$(\mathrm{tg}\,\beta_2)_{корр} = \left(\frac{v_3}{v_1}\right)_m \mathrm{tg}\,\beta_2 = 0{,}922\,\mathrm{tg}\,\beta_2.$$

Как можно видеть, здесь сжатие воздуха в колесе позволяет уже значительно уменьшить угол лопатки, который получился больше, чем у центробежного колеса (см. раздел 50), из-за большей степени реакции в наружной зоне колеса. При этом, однако, следует иметь в виду, что если учитывать уменьшение объема, то это приводит к повышению надежности расчета и что разница получилась бы меньшей, если v_1 была бы отнесена к $c_1 = 0$.

Замедление меридиональной составляющей скорости при сжатии можно было бы избежать, если втулке придать конусную форму, как это будет показано в следующем разделе.

64. КОНУСНАЯ ФОРМА ВТУЛКИ

При наличии возможности сделать коническую втулку, благодаря чему линии токов получают радиальную составляющую, направленную к периферии, следует использовать эту возможность для осевых колес. Почти всегда для этого имеются условия. У одноступенчатых машин с короткими радиальными лопатками можно из этого извлечь дополнительное преимущество в связи с тем, что более короткая радиальная длина нужна на выходе колеса, так что на входе радиус втулки может быть уменьшен. Благодаря конусной форме втулки уменьшается угол лопатки β_1, но достигаются следующие преимущества:

1. Рабочий канал расширяется менее значительно по направлению к выходу, его можно даже сделать с постоянным сечением. Вследствие этого уменьшаются потери, связанные с преобразованием скорости в давление.

2. Средняя относительная входная скорость уменьшается уже потому, что становится меньше средний радиус входного сечения. Благодаря этому становится меньше трение в канале и характеристики протекают более выгодно.

3. Возможно повысить коэффициент давления, потому что радиус втулки на выходе может быть увеличен без существенного ухудшения характеристик насоса.

4. При большой окружной скорости можно устранить уменьшение меридиональной составляющей скорости вследствие уменьшения объемной подачи.

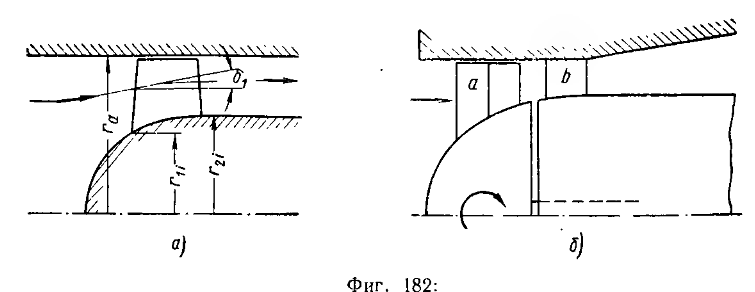
Способ расчета, рассмотренный для случая отсутствия закрутки на входе не изменится, если принять во внимание, что коэффициент входной скорости ε в уравнении (8. 11) теперь следует отнести к плоскости выхода из колеса. Естественно, однако, входной угол β_1 определять с учетом уменьшенной скорости втекающего потока. Так как теперь линии тока на входе направлены наклонно под углом δ_1 (фиг. 182) и, кроме того, графически лопатка изображается сечениями ее круговым цилиндром, то рекомендуется определять входной угол $\beta_{1цил}$ для каждой линии тока, который получается на этом круговом цилиндре, по формуле

$$\operatorname{tg} \beta_{1\,цил} = \operatorname{tg} \beta_1 \cos \delta_1. \tag{8. 20}$$

Приближенно можно также допустить, что $\operatorname{tg}\beta_{1цил} = c_{0цил}/r_1\,\omega$, когда за c_0 принимается скорость, отнесенная к площади кольца $\frac{\pi}{4}(r_a^2 - r_i^2)$.

Воздуходувки по схеме Шихта [247] представляют предельный случай для такого осевого колеса с высоким коэффициентом давления и с конической втулкой, поскольку диаметр втулки настолько сильно

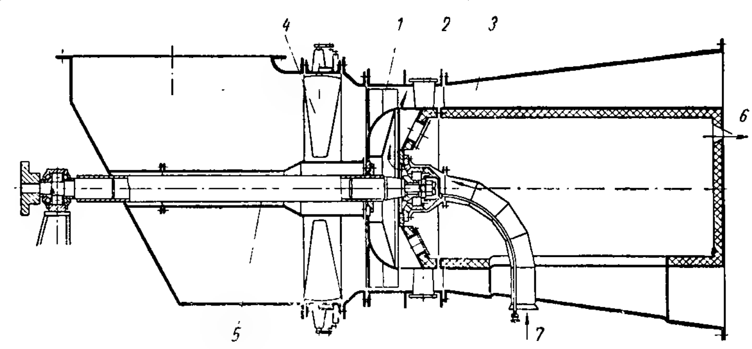
увеличивается по направлению к выходу, что рабочий канал приближенно сохраняет постоянное сечение, а величина меридиональной скорости на выходе из колеса возрастает выше обычно применяемых значений (см. фиг. 182, *б*). Но так как вследствие этого



Фиг. 182:

а — осевое колесо с конической втулкой; *б* — воздуходувки с проточной частью, выполненной по схеме Шихта.

отношение $\frac{r_a}{r_i}$ на выходе становится малым, коэффициент давления ψ растет [согласно уравнению (8. 14) или (8. 14а)] до возможного предела без заметного возрастания потерь в канале. Замедление

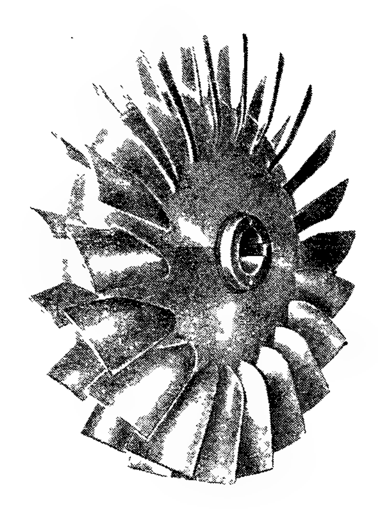


Фиг. 183. Общая компоновка воздуходувки типа Шихта:

1 — рабочее колесо; *2* — выходной направляющий аппарат; *3* — диффузор; *4* — поворотные входные направляющие лопатки (регулятор закрутки); *5* — защитная труба (кожух); *6* — дренаж внутренней полости диффузора; *7* — воздух для охлаждения подшипников.

возникшей, таким образом, большой меридиональной скорости позади колеса возможно осуществить в конусном расширении трубы *3* большого сечения, без изменения направления, т. е. наиболее благоприятным способом, если окружная составляющая выходной скорости преобразуется перед тем в давление в коротком направляющем аппарате *2* (фиг. 183). Последнюю можно снизить до любого малого значения путем закрутки потока против вращения с помощью поворотных лопаток *4*.

Рабочие лопатки располагаются двумя ступенями, согласно фиг. 184 (о назначении таких разрезных лопаток см. в разделе 62).



Фиг. 184. Рабочее колесо воздуходувки типа Шихта.

64а. ОСЕВОЕ ДАВЛЕНИЕ И ПРОЧНОСТЬ ОСЕВОГО КОЛЕСА

а) Осевое давление. Повышенное давление в зазоре на любом радиусе r, когда трение учитывается умножением на η_h и пренебрегается изменение скорости c_m в колесе, равняется

$$H_p = H - \frac{c_{3u}^2 - c_{0u}^2}{2g}\eta_h = H - \frac{\eta_h}{2g}(c_{3u} - c_0)(c_{3u} + c_{0u})$$

или, учитывая уравнение (8. 1), после краткого преобразования

$$H_p = H\left(1 - \frac{gH_{th} + 2K_0\omega}{2r^2\omega^2}\right), \quad (8.21)$$

где $K_0 = r_0 c_{0u}$ следует взять положительным, когда имеется закрутка потока по вращению перед рабочим колесом. Давление H_p действует на всю ометаемую лопатками площадь. Отсюда возникает осевое давление:

$$A_1 = \gamma \int_{r_i}^{r_a} 2\pi r dr H_p$$

или после введения значения H_p из уравнения (8. 21) и после интегрирования

$$A_1 = \gamma\pi H\left[r_a^2 - r_i^2 - \frac{1}{\omega^2}(gH_{th} + 2K_0\omega)\ln\frac{r_a}{r_i}\right]. \quad (8.21a)$$

Сюда добавляется давление на втулку, исключая площадь поперечного сечения вала, а также давление, обусловленное свободным концом вала в месте пониженного давления в области всасывания. Если эту прибавку принять ориентировочно равной силе, которая получается, когда давление H_p при $r = r_i$ равномерно распределено по поверхности втулки, т. е., согласно уравнению (8. 21), принять равной

$$A_2 = \gamma\pi r_i^2 H\left(1 - \frac{gH_{th} + 2K_0\omega}{2r_i^2\omega^2}\right),$$

то получим общее осевое давление

$$A = A_1 + A_2 = \gamma\pi H\left[r_a^2 - \frac{1}{\omega^2}(gH_{th} + 2K_0\omega)\left(\ln\frac{r_a}{r_i} + \frac{1}{2}\right)\right]. \quad (8.22)$$

У конической втулки величина r_i означает выходной радиус r_{2i}. Возникающим при этом давлением $A_3 = \left(\frac{\gamma}{g}\right) V (c_{3m} - c_{0m})$ большей частью можно пренебречь.

б) Прочность. Лопатки колеса нагружены давлением жидкости на изгиб и центробежными силами — на растяжение. Осевая составляющая давления жидкости равна упомянутому выше осевому давлению A_1. Поэтому она равна в цилиндрическом сечении с радиусом ρ доле силы A_1, которая приходится на площадь кольца с радиусами r_a и ρ и определяется из уравнения (8. 21) при $r_i = \rho$. На одну лопатку следовательно приходится

$$\Delta A_1 = \frac{1}{z} A_1 \Big|_{r_i \rho} = \frac{\gamma \pi H}{z} \left[r_a^2 - \rho^2 - \frac{1}{\omega^2} (gH_{th} + 2K_0 \omega) \ln \frac{r_a}{r_i} \right] \quad (8.23)$$

Эта сила ΔA_1 имеет относительно рассматриваемого сечения лопатки приблизительно следующее плечо

$$x_{sa} = \frac{r_a - \rho}{3} \cdot \frac{2r_a + \rho}{r_a + \rho}. \quad (8.23a)$$

Окружное усилие[1], соответствующее крутящему моменту, добавляется к этой силе

$$\Delta U = \gamma \frac{60}{zn} c_m H_{th} (r_a - \rho), \quad (8.24)$$

которое относительно рассматриваемого сечения имеет плечо момента

$$x_{su} = \frac{1}{2} (r_a - \rho). \quad (8.25)$$

Имеющийся также момент кручения [248] важен только для лопаток, которые должны переставляться во время работы. В последнем случае следует использовать коэффициенты моментов, которые приводятся в книгах о профилях лопаток [242)], [258].

Силы ΔA_1 и ΔU должны быть разложены на свои компоненты параллельно и перпендикулярно к главным осям инерции сечения лопатки, чтобы иметь возможность определить изгибающие напряжения.

---

[1] Из того, что

$$dM = \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{dV}{z} \Delta (rc_u) = \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{2\pi r dr}{z} \cdot \frac{c_m g H_{th}}{\omega},$$

следует после интегрирования в пределах между ρ и r_a

$$M = \frac{\gamma 30}{zn} c_m H_{th} \left(r_a^2 - \rho^2\right).$$

Кроме того, $\Delta U = \int_\rho^{r_a} \frac{dM}{r}$, откуда получается уравнение (8. 24), а из $x_{su} + \rho = \frac{M}{\Delta U}$ — уравнение (8. 25).

За направление главной оси инерции, определение которой несколько затруднительно, можно принять для простоты линию, соединяющую концы лопаток, или для крылообразных профилей, хорду профиля (см. фиг. 191).

Но, кроме изгибающих сил, играют роль еще центробежные силы, как растягивающие усилия, которые имеют особое значение у воздуходувных машин. Определение изгибающих и растягивающих напряжений следует производить для нескольких сечений лопаток. Чтобы центробежные силы не создавали дополнительного изгибающего момента, большей частью необходимо, как уже упоминалось в разделе 63, центр тяжести сечений лопаток сосредоточить на одном радиусе вместе с сечением крепления лопатки. В тех случаях, когда нагрузка от центробежных сил играет решающую роль [249], [250], то у рабочих колес воздуходувных машин иногда целесообразно перейти к легкому металлу или дереву [251], тогда так называемая «удельная прочность σ/γ''» будет больше, чем у железа или бронзы.

Если лопатки выполняются очень тонкими, то рекомендуется компенсировать при изготовлении [252] изгиб лопаток газовыми силами за счет центробежных сил. Но об этом может идти речь только у очень быстроходных машин.

65. МЕРОПРИЯТИЯ ДЛЯ УМЕНЬШЕНИЯ ЗАКРУТКИ ЛОПАТКИ И ЧИСЛА МАХА

В разделе 61 было показано, что осевая рабочая лопатка обладает различными профилями в различных цилиндрических сечениях, т. е. она скручена. Соответствующее скручивание имеют направляющие лопатки. Этот недостаток усиливается, когда ставится условием, чтобы число Маха $\frac{w_0}{a}$ было малым и поэтому приходится отказываться от чисто осевого входа (случай III на фиг. 173), т. е. допустить закрутку потока перед рабочим колесом. Согласно закону площадей при этом получаются окружные скорости потока на входе, которые быстро растут по направлению к оси. Наиболее благоприятной в этом отношении является 50%-ная реакция случая II на фиг. 173. Но его осуществление при потенциальном потоке ($rc_u = \text{const}$) на входе создавало бы неприемлемое скручивание лопатки или приводило бы к слишком коротким лопаткам и поэтому 50%-ная реакция возможна только в одном цилиндрическом сечении.

К этому следует добавить, что насосные лопатки могут быть выполнены только с умеренной кривизной (вогнутостью), а выходной угол у втулки не должен значительно превышать 90°. Вследствие этих трудностей у насосов часто отказываются от условия постоянства момента количества движения на входе, для чего создается течение на входе с приемлемыми тангенциальными составляющими c_v, т. е. не с окружной скоростью $c_u = K_0/r$.

Для характеристики особенностей таких течений необходимо все же сперва рассмотреть идеальный случай, а именно, течение с постоянной энергией для всех сечений.

а) **Течение с постоянной энергией.** В пространстве между направляющим и рабочим колесами любая частица жидкости имеет окружную скорость c_u и меридиональную составляющую скорости c_m. Иногда имеется радиальная составляющая скорости, которой пренебрежем. Ввиду того что любая частица должна иметь одинаковую энергию, справедливо уравнение Бернулли $h + \frac{c^2}{2g} = \text{const}$ или $dh + \frac{c}{2g} dc = 0$ (где h — напор в *кгм/кг* или в *м* столба жидкости). Кроме того, в результате вращения жидкости с окружной скоростью c_u возникают центробежные силы, т. е. повышение давления на элементе радиуса dr, которое составляет, если пренебречь радиальной составляющей скорости,

$$dh = \frac{1}{g} \cdot \frac{c_u^2}{r} dr. \qquad (8.26)$$

Если исключить dh из обоих приведенных выше уравнений, то получим

$$cdc + \frac{c_u^2}{r} dr = 0. \qquad (8.27)$$

Это «специальное условие радиального равновесия» справедливо только для таких течений с осевой симметрией, которые обладают постоянным содержанием энергии для всех струек и не имеют радиальных составляющих скорости протекания. В рассматриваемом идеальном случае применим закон площадей, согласно которому $rc_u = \text{const}$ или после дифференцирования $rdc_u + c_u dr = 0$.

После умножения этого уравнения на $\frac{c_u}{r}$ можно написать

$$c_u dc_u + \frac{c_u^2}{r} dr = 0.$$

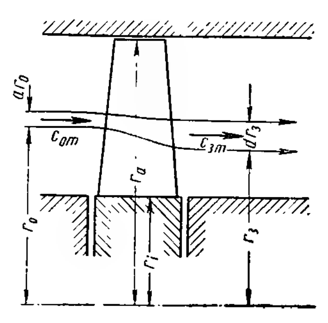
Объединение последнего выражения с уравнением (8. 27) дает

$$cdc - c_u dc_u = 0$$

или $d(c^2 - c_u^2) = 0$ или $dc_m^2 = 0$, следовательно $c_m = \text{const}$.

Постоянный момент количества движения требует также постоянства c_m, когда поток должен находиться в равновесии. Важно, что этот вывод справедлив также для газов, поскольку не фигурирует плотность γ. Ввиду того что эта величина у газов с ростом r увеличивается в зазоре между направляющим и рабочими венцами лопаток, линии тока не могут здесь проходить параллельно оси, а должны изгибаться к периферии внутри венца рабочих лопаток (см. фиг. 181). Постоянство скорости c_m справедливо только для

области, где исчезают эти радиальные компоненты. Рассматриваемое течение с постоянным количеством энергии не обязательно должно быть безвихревым. Примером этого может служить течение позади цилиндрических направляющих лопаток, обычных у паровых турбин, хотя эта схема не представляет интереса для насосов [253]. Как правило, однако вихревые течения (rc_u = const) не дают постоянства количества энергии для всех сечений. Кроме того, составляющая скорости c_m не обязательно получается постоянной вдоль радиуса, как в приведенном выше идеальном случае. Возникает вопрос, как в подобном случае должен протекать поток на выходе из колеса, т. е. как должна изменяться составляющая скорости c_m вдоль радиуса, чтобы выдержать требование постоянного подвода энергии H для всех струй. Если принять, что лопаточный к. п. д. η_h есть величина постоянная, то это условие будет означать, что должна быть одинаковой также работа лопатки H_{th}.



Фиг. 185. Картина течения через осевое колесо при постоянной плотности потока на входе и выходе, при переменной циркуляции по радиусу.

При выводе подобного соотношения между скоростями на обеих сторонах колеса необходимо учесть уже упомянутое отклонение образующих поверхностей линий тока от осевого направления, что связано с изменением составляющей скорости c_m вдоль радиуса. Произведем исследование при постоянной плотности, но для общего случая. Допустим также, что дано произвольное распределение составляющих скоростей c_u и c_m на всасывающей стороне колеса, причем энергия отдельных частиц жидкости на входной или выходной стороне колеса не обязательно должна быть одинаковой.

б) Течение с различной энергией в отдельных сечениях; зависимости между скоростями на обеих сторонах осевого колеса (общее условие равновесия).

Примем, что радиальные составляющие скорости затухают на небольшом расстоянии от рабочего колеса, так что течение вновь происходит по круговым цилиндрам с радиусом r_0 или r_3 (фиг. 185). Работа лопатки, приходящаяся на 1 *кг* рабочей жидкости, составляет

$$H_{th} = h_3 - h_0 + \frac{1}{2g}\left(c_3^2 - c_0^2\right) \qquad (8.28)$$

или также

$$H_{th} = \frac{\omega}{g}\left(r_3 c_{3u} - r_0 c_{0u}\right), \qquad (8.29)$$

где h_3 и h_0 представляют давления на напорной и всасывающей сторонах колеса, выраженные в метрах столба жидкости, которые

согласно уравнению (8. 26), под действием центробежных сил возрастают к периферии согласно

$$dh_0 = \frac{1}{g} \cdot \frac{c_{0u}^2}{r_0} dr_0; \; dh_3 = \frac{1}{g} \cdot \frac{c_{3u}^2}{r_3} dr_3.$$

Ввиду того что любая частица жидкости в рабочем колесе претерпевает одинаковое изменение энергии, то H_{th} не зависит от r и производная уравнения (8. 28) дает, если одновременно dh_0 и dh_3 заменить выражениями из последних уравнений,

$$\frac{c_{2u}^2}{r_3} dr_3 - \frac{c_{0u}^2}{r_0} dr_0 + \frac{1}{2} \cdot (dc_3^2 - dc_0^2) = 0, \tag{8. 30}$$

где

$$c_3^2 = c_{3u}^2 + c_{3m}^2, \; c_0^2 = c_{0u}^2 + c_{0m}^2.$$

Если исходить из предыдущего случая, т. е. компрессора, когда дано распределение скоростей на всасывающей стороне, т. е. зависимость значений c_{0m} и c_{0u} от r_0 и необходимо определить скорости на напорной стороне, т. е. c_{3m} и c_{2u} в зависимости от r_3, тогда c_{3u} определяется по основному уравнению (8. 29)

$$c_{3u} = \frac{1}{r_3} \left(\frac{gH_{th}}{\omega} + r_0 c_{0u} \right).$$

Следовательно,

$$dc_{3u} = \frac{1}{r_3} (r_0 dc_{0u} + c_{0u} dr_0) - \frac{1}{r_3^2} \left(\frac{gH_{th}}{\omega} + r_0 c_{0u} \right) dr_3,$$

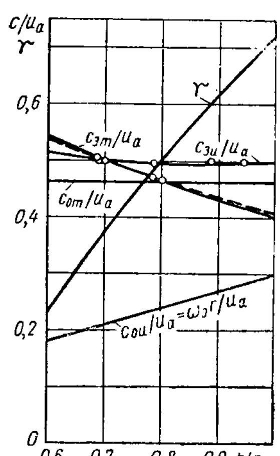
остается еще неизвестной c_{3m}; уравнение (8. 30) можно написать, если иначе расположить члены,

$$d\left(c_{3m}^2\right) = d\left(c_0^2\right) + 2 \frac{c_{0u}^2}{r_0} dr_0 - 2 \left(\frac{gH_{th}}{\omega} + r_0 c_{0u} \right) \frac{d\,(r_0 c_{0u})}{r_3^2}. \tag{8. 31}$$

Это равенство представляет общее условие радиального равновесия. Оно является правильным, когда индексы 0 и 3 относятся к местам, которые настолько удалены от кромок лопатки, что исчезают радиальные составляющие скорости (не всегда, следовательно, возможно c_0 или c_3 непосредственно связать с очертаниями лопаток). Следует заметить, что выпали члены с dr_3 (значение $\frac{gH_{th}}{\omega} + r_0 c_{0u}$ можно также заменить на $r_3 c_{3u}$). Последнее уравнение можно проинтегрировать. Необходимо только определить соотношение между r_0 и r_3, потому что в последнем члене на правой стороне наряду с r_0 появляется также r_3. Но так как условие неразрывности при постоянной плотности не может быть решено в общей форме

$$r_3 c_{3m} dr_3 = r_0 c_{0m} dr_0.$$

то к этому можно подойти постепенным приближением, причем первоначально r_0 приравнивается r_3. Постоянная интегрирования, т. е. значение скорости c_{3m} на наружной или внутренней кромке (радиус которой пусть будет равен r_a или r_i) определяется тем, что известен суммарный поток



Фиг. 186. Распределение скоростей по радиусу ступени компрессора при постоянной угловой скорости на стороне всасывания $\omega_0 = 0{,}3\ \omega$, т. е. при $c_{0u} = \omega_0 r$ и постоянном значении $c_{0m} = 0{,}465\ u$; пунктирная линия — первое приближение c_{3m}; сплошная линия — второе приближение c_{3m}.

$$V = 2\pi \int_{r_i}^{r_a} r_3 c_{3m} dr_3.$$

Это определение опять предполагает применение метода последовательных приближений. Наиболее целесообразно в дифференциальном уравнении (8. 31) дифференциал dr заменить на малую разность Δr.

Линию c_{3m} (фиг. 186), полученную как первое приближение, можно уточнить, если с помощью условия неразрывности рассчитать Δr_0 для каждого интервала. Имеем

$$\Delta r_3 = \Delta r_0 \frac{r_0 c_{0m}}{r_3 c_{3m}}, \qquad (8.32)$$

причем следует также произвести контрольную проверку постоянных интегрирования (что опять связано с проверкой значений r_3). Рассмотрим несколько случаев применения уравнения (8. 31).

I. Безвихревой поток как в случае (*a*), когда $r_0 c_{0u} = r_a c_{0ua} = \text{const}$ $c_{0m} = c_{0ma} = \text{const}$. Согласно уравнению (8. 27) правая сторона уравнения (8. 31) становится равной нулю, следовательно, $c_{3m} = c_{3ma}$, что и требовалось.

II. Течение на всасывающей стороне имеет постоянную угловую скорость вращения ω_0 вокруг оси вала, так что $c_{0u} = \omega_0 r_0$. Оно ведет себя, следовательно (если не учитывать потока протекания), как твердое вращающееся тело. Облопачивание колеса должно производиться в этом случае в соответствии с возможным распределением скоростей.

В случае насоса подобный поток с переменной энергией по радиусу должен создаваться вращающимся осевым предвключенным колесом (которое может вращаться со скоростью около ω_0, когда отдельные осевые сечения его лопаток имеют угол $\beta_2 \approx 90°$). Преимущество, достигаемое этим конструктивным усложнением, состоит в том, что на крайнем наружном радиусе могут создаться любые значения окружных скоростей, направленные по вращению рабочего колеса и благодаря этому снижается чувствительность к высоким скоростям, т. е. могут быть осуществлены большие окруж-

ные скорости и высокие напоры по отдельным ступеням без сильного закручивания рабочих лопаток.

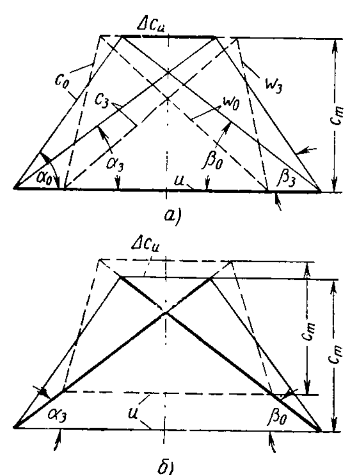
Уравнение Бернулли не соблюдается у такого вихревого течения, как у позднее рассмотренного течения III. Однако это не оказывает неблагоприятного влияния. Естественно, что не выполняется специальное условие равновесия (8. 27).

Расчет с помощью уравнения (8. 31) дает протекание скорости c_{3m}, изображенное на фиг. 186. Там же показана зависимость для c_{3u}, которая была определена по основному уравнению. Под фигурой приведены данные, которые были положены в основу расчета. Как можно видеть, скорость c_{3m} снижается по направлению к периферии, если c_{0m} остается постоянной. Рекомендуется выбирать большим отношение c_{0m}/u, следовательно, больший угол β_{01}, если малое предварительное вращение, т. е. малое отношение $\frac{\omega_0}{\omega}$ оказывается недостаточным.

Для определения влияния разницы в значениях r_0 и r_3, на фиг. 186 нанесены значения скорости c_{3m} в первом и втором приближениях. Как можно видеть, в этом случае влияние неточности в оценке значений радиуса r_3 совершенно незначительно. Можно видеть также изменения степени реакции $r = 1 - (c_3^2 - c_0^2)/2gH_{th}$, которое нельзя больше определить из уравнения (8. 2) вследствие переменности величины c_m. Чтобы эта величина не слишком резко уменьшалась по направлению к оси, т. е., чтобы применение описываемого способа давало все свойственные ему преимущества, следует соответственно выбирать $\frac{\omega_0}{\omega}$ и характер изменения $\frac{c_{0m}}{u}$.

III. Степень реакции постоянна вдоль лопатки. Эта конструкция может быть выполнена при условии постоянства момента количества движения только при реакции $r = 1$ (см. фиг. 173, случай IV), потому что постоянство работы лопатки дает в этом случае также постоянство момента количества движения. Тогда это будет относиться к случаю I и поэтому не нуждается в рассмотрении. Иначе обстоит дело при условии реакции 50%. Такая реакция особенно важна, потому что числа Маха $\frac{w_0}{a}$ и $\frac{c_3}{a}$ становятся в этом случае минимальными при данной Δc_u (теперь профили направляющих и рабочих лопаток являются зеркальным отражением друг друга и могут даже совпадать по очертаниям). Сохранение условия постоянства момента количества движения в сочетании с постоянством работы лопаток H_{th} было бы теперь связано с большим изменением реакции, так что 50%-ная реакция была бы возможна только в одном сечении цилиндра. Кроме того, постоянство момента движения привело бы к слишком сильному закручиванию лопатки, что ограничивало бы возможность применения такой схемы только колесами с короткими лопатками. Поэтому у лопаток обычной длины ограничиваются только постоянством реакции, хотя приходится из-за этого отказаться от безвихревого течения и содержание энергии в жидкости получается различным для различных

сечений на одной стороне колеса, но несмотря на это, окончательные результаты все же получаются лучшими. Как и в случае вращения потока по закону твердого тела (случай *II*), здесь также необходимо осуществить перед первой ступенью компрессора потребные характеристики потока, т. е. создать вынужденное неравномерное распределение энергии у набегающего потока с равномерным содержанием энергии. Этот способ широко распространен при проектировании компрессоров.



Фиг. 187. Два способа осуществления постоянной 50%-ной реактивности по длине осевой лопатки:

а — при $c_{3m} = \text{const}$; *б* — при $\alpha_3 = \beta_0 = \text{const}$.

Для каждой линии тока принимается $c_{0m} = c_{3m} = c$ (причем допускается небольшое изменение этого значения вдоль лопатки); тогда сохраняется, согласно фиг. 189, конгруентность треугольников скоростей на входе и выходе для любого цилиндрического сечения, т. е. $\alpha_0 = \beta_3$; и $\alpha_3 = \beta_0$. Следует учесть, что

$$\Delta c_u = \frac{gH_{th}}{r\omega} \qquad (8.33)$$

растет с уменьшением r, причем прирост H_{th} при неодинаковом содержании энергии остается в пределах одной ступени постоянным, независимо от радиуса. Этот характер течения можно осуществить, потому что он удовлетворяет общему условию равновесия согласно уравнению (8. 31), в чем можно легко убедиться. Специальное условие равновесия в уравнении (8. 27) не может быть удовлетворено, потому что не соблюдено уравнение Бернулли. При этом возможны следующие случаи выполнения.

1. Постоянная скорость c_m вдоль радиуса (случай *а* фиг. 187). При этом углы лопатки растут с уменьшением $u = r\omega$ (числовой пример см. в разделе 115).

2. Постоянный входной угол $\alpha_3 = \beta_0$ (случай *б* на фиг. 187). Согласно уравнению (8. 33) переменный прирост скорости Δc_u может быть, очевидно, осуществлен только тогда, когда наряду с $\alpha_0 = \beta_3$ также меридиональная составляющая скорости c_m изменяется с уменьшением r, а именно, угол растет в то время, как скорость c_m уменьшается от вершины лопатки к втулке. Уменьшение скорости c_m в этом случае незначительно.

Заключительное замечание. Своеобразие способов II и III состоит в том, что, как уже упоминалось, закручивание лопатки получается незначительным, т. е. имеется возможность применения длинных лопаток; кроме того, уменьшается относительная скорость входя-

щего потока у вершин лопаток, т. е. уменьшаются числа Маха, в результате чего могут быть допущены более высокие окружные скорости и тем самым более высокие давления на ступень и уменьшение числа ступеней. Трудность состоит в соблюдении граничных условий, т. е. осуществлении требуемого характера потока на входе. Как это осуществляется будет показано на числовом примере в разделе 115.

IV. Направляющий аппарат. При облопачивании направляющего аппарата также необходимо принять во внимание общие условия равновесия и тем самым положить в основу проектирования возможный вариант распределения скоростей. В уравнении (8. 31) при этом исследовании следует заменить индексы 0 на 3, а 3 на 6. Соответственно вместо $\frac{gH_{th}}{\omega} + r_0 c_{0u} = r_3 c_{3u}$ появляются также $r_6 c_{c0u}$ и, таким образом, уравнение (8. 31) переписывается в следующем виде:

$$d\left(c_{6m}\right)^2 = d\left(c_3^2\right) + 2\,\frac{c_{3u}^2}{r_3}\,dr_3 - 2r_6 c_{6u}\,\frac{d(r_3 c_{3u})}{r_6^2}. \tag{8.34}$$

Если речь идет о промежуточной ступени многоступенчатой машины, то обычно стремятся на каждой ступени создать одинаковое соотношение скоростей. Тогда индекс 6 можно заменить на 0.

Если картина течения на выходе не должна совпадать с картиной течения на входе, как например, на последней ступени многоступенчатой машины, где желательно $c_{6u} = 0$, то необходимо исходить из приведенного выше уравнения, чтобы правильно спрофилировать направляющие лопатки.

66. ТИХОХОДНЫЕ ОСЕВЫЕ КОЛЕСА ДЛЯ ПОДАЧИ ВОДЫ

Исходя из значительного улучшения к. п. д. у осевых компрессоров по сравнению с центробежными, представляется целесообразным также многоступенчатые водяные насосы выполнять с осевыми колесами [255] или по крайней мере применить одноступенчатый осевой насос для подачи воды в диапазоне таких удельных чисел оборотов, где в настоящее время используются только полуосевые лопатки (винтовые насосы). Конечно, прямое перенесение форм лопаток, которые оказались удовлетворительными для компрессоров, при этом невозможно, потому что срыв подачи при частичной нагрузке, который необходимо учитывать у компрессоров, особенно сильно выражен у этих конструкций с их высоким к. п. д. и высокими коэффициентами давления.

Сильное падение напора, связанное с этим отрывом, приводит к прекращению подачи у водяных насосов, если остаточная энергия давления снижается ниже гидростатической составляющей общего напора и очень сомнительно, чтобы затем водяной насос сам смог вновь выйти из этого состояния, так как практически не может быть и речи о таком большом опорожнении высоко расположенного бака. Задача, следовательно, состоит в том, чтобы сконструировать осевой

насос с хорошим к. п. д., но с незначительными явлениями срыва потока. Этого можно достигнуть незначительной нагрузкой на лопатку в сочетании с малым диаметром втулки, следовательно, при малом отношении радиусов $\frac{r_i}{r_a}$. Но если одновременно требуется низкое удельное число оборотов, то нельзя избежать увеличения диаметра втулки, что приводит к ухудшению к. п. д., потому что возрастают потери в зазоре и трение о втулку. Эти оба вида потерь усиливаются, кроме того, вследствие малого значения коэффициента подачи $\varphi = \operatorname{tg}\beta_{0a}$, потому что входной угол β_{0a} лежит значительно ниже обычного значения для компрессоров (равного, примерно, 35°) и даже ниже значения, благоприятного в случае подачи воды, учитывая кавитацию (около 17°), а именно, должен быть снижен примерно до 10° с целью уменьшения склонности к срыву потока. Это последнее мероприятие, с другой стороны, препятствует возможности значительного увеличения отношения радиусов $\frac{r_i}{r_a}$, следовательно, чрезмерному возрастанию потерь в зазоре и трения во втулке (кроме того, срыв у втулок малого диаметра, следовательно, при низком отношении радиусов $\frac{r_i}{r_a}$, легче предотвратить, чем у втулок большого размера).

Снижение удельного числа оборотов можно также достигнуть тем, что во всасывающем патрубке предусматривается закрутка потока против вращения колеса. Но это мероприятие связано с необходимостью предвключения на входе направляющего аппарата перед первой ступенью и устройством особого выходного направляющего аппарата у последней ступени, поскольку требуется осевой выход потока. Кроме того, это связано со снижением всасывающей способности, также с уменьшением к. п. д.

67. РАСЧЕТ ОСЕВОЙ ЛОПАТКИ КАК НЕСУЩЕГО КРЫЛА

С ростом быстроходности уменьшается выходной угол рабочей лопатки. Вследствие этого суживается также ширина канала, но, с другой стороны, увеличивается относительная скорость; оба фактора повышают трение и вынуждают уменьшать площадь лопатки, следовательно, уменьшать число лопаток. Это уменьшение идет при известных обстоятельствах настолько далеко, что лопатки более взаимно не перекрывают друг друга. В этом случае не имеется больших явно выраженных каналов лопаток и отпадают основные допущения ранее рассмотренных методов расчета.

Вследствие широкой расстановки лопаток, относительное течение в цилиндрическом сечении решетки лопаток протекает аналогично течению вокруг отдельного несущего крыла в бесконечном воздушном пространстве. Поэтому расчет таких быстроходных машин можно производить исходя из методики, обычной для расчета несущего крыла.

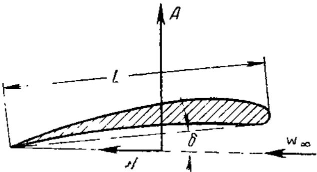
а) Изолированное несущее крыло в неограниченном пространстве. Если несущее крыло находится в воздушной струе, то на него будут

действовать две различного рода силы, а именно, с одной стороны, подъемная сила A (фиг. 188), которая стремится сместить крыло перпендикулярно к направлению возмущенного потока и, с другой стороны, сопротивление W, которое действует по направлению воздушного потока.

Между площадью крыла $F = Lb$, где L — длина профиля, b — ширина (размах) крыла, скоростью w_∞, которой обладает крыло относительно частиц воздуха на большом расстоянии от него, и названными силами, существуют следующие зависимости, где $q = \frac{\gamma w_\infty^2}{2g}$ представляет собой избыточное давление торможения, соответствующее скорости w_∞ [1]

$$A = \zeta_0 qF = \zeta_a \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{w_\infty^2}{2} Lb, \qquad (8.35)$$

$$W = \zeta_w qF - \zeta_w \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{w_\infty^2}{2} Lb. \qquad (4.36)$$



Фиг. 188. Силы, действующие на профиль.

ζ_a — коэффициент подъемной силы; ζ_w — коэффициент сопротивления (по сравнению с первым изданием настоящей книги значения коэффициентов ζ_a, ζ_w изменены соответственно стандарту на обозначения, а именно, эти значения теперь в 2 раза больше чем раньше [2]). Эти оба значения зависят от формы профиля и положения профиля относительно направления потока, от угла атаки δ. Коэфициент ζ_a представляет собой безразмерную величину, в известной степени заменяющую циркуляцию Γ_s. Значения коэффициентов ζ_a, ζ_w определены экспериментально в аэродинамических трубах для большого числа профилей. При их определении на основании этих экспериментов необходимо учесть следующее.

Во-первых следует иметь в виду влияние числа Рейнольдса. В особенности у толстых профилей наблюдается явно выраженный переход от докритической к сверхкритической области, как было уже показано для цилиндра, причем коэффициент подъемной силы больше, а коэффициент сопротивления меньше в сверхкритической, чем в докритической области [257], вследствие перемещения места отрыва на спинке профиля по направлению потока. Это изменение должно быть тем более ярко выражено, чем больше отношение толщины d к длине профиля L.

При подаче воды имеет значение только сверхкритическая область, в то время как для масел, воздуха и газов, богатых водородом, могут встретиться и докритические режимы обтекания. Ниже будет рассматриваться сверхкритическая область, а затем и докритическая область, но лишь постольку, поскольку это будет необходимо.

---

[1] Иначе говоря q представляет собой скоростной напор набегающего потока на бесконечности.

[2] Новые обозначения совпадают с принятыми в СССР. *Прим. ред.*

Далее следует принять во внимание, что коэффициенты подъемной силы зависят от величины относительного размаха $\frac{b}{L}$, потому что подъемная сила в середине крыла больше, чем по концам, так как разница давлений между верхней и нижней стороной стремится выравняться у кромки крыла. Это отношение сторон должно оказывать влияние на угол атаки δ. Ввиду того что у лопаток лопаточных колес боковое перетекание жидкости происходит только в виде утечек через зазоры, т. е. наблюдается только в ограниченной степени, можно положить в основу характеристики, соответствующие бесконечно большой ширине крыла (бесконечному размаху).

Сверхкритическая область. Для несущего крыла эта область соответствует $\mathrm{Re} = \frac{w_\infty L}{\nu} > 10^5$. Для этого важного случая Прандтль вывел следующие формулы [258], которые позволяют пересчитать значения ζ'_w и δ', полученные в аэродинамической трубе для какого-либо отношения сторон $\frac{L}{b}$, на отношения сторон $\frac{L}{b} = \frac{1}{\infty}$.

Для коэффициента подъемной силы ζ_a, полученного в опыте при угле атаки δ' и отношении $\frac{L}{b}$, значения ζ_w и δ (в градусах) $\left(\text{соответствующие } \frac{L}{b} = \frac{1}{\infty}\right)$ получаются из формул

$$\zeta_w = \zeta'_w - \frac{1}{\pi} \zeta_a^2 \frac{L}{b}; \tag{8.37}$$

$$\delta = \delta' - \frac{1}{\pi} \zeta_a \frac{L}{b} 57{,}3. \tag{8.37a}$$

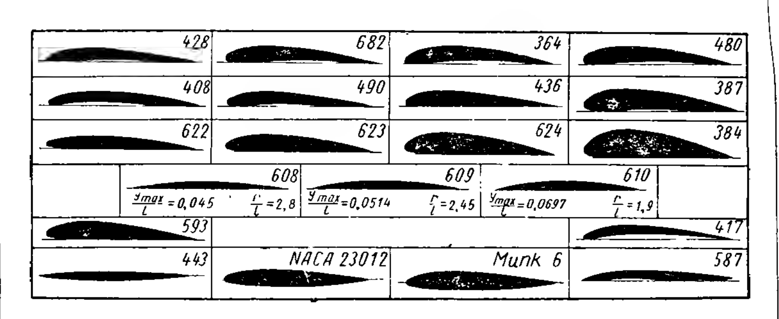
На фиг. 189 даны кривые пересчитанных значений ζ_a и ζ_w для некоторых форм профилей, которые показаны на фиг. 190. Эти данные были взяты из опубликованных работ Аэродинамического исследовательского института в Геттингене [258]. Профили обозначены тем же номером, как и в упомянутой работе. Размеры профилей даны в табл. 14 в виде процентов от длины L.

Согласно фиг. 191, y_0, y_u означают ординаты верхней или нижней стороны профиля относительно оси абсцисс x. Соответствующая исходная осевая линия показана на обводах профилей на фиг. 191. У этих профилей она одновременно совпадает с линией отсчета для угла атаки δ. Кривые на фиг. 189 называются «полярами», потому что радиус-вектор каждой точки дает коэффициент ζ, нанесенный как результирующая сила крыла; наклон радиуса-вектора этой поляры относительно оси ζ_a

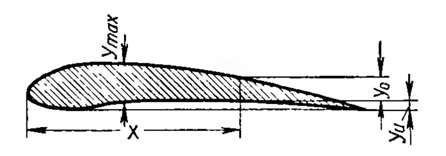
$$\varepsilon = \operatorname{tg} \lambda = \frac{\zeta_w}{\zeta_a} = \frac{W}{A} \tag{8.38}$$

называют «коэффициентом скольжения» (потому что он характеризует угол или наклон траектории полета при планировании крыла). Профиль получается тем лучше, чем меньше этот коэффициент, т. е. чем круче этот радиус-вектор. Поэтому лучший к. п. д. (лучшее

Фиг. 189. Поляры профилей, приведенных на фиг. 190.



Фиг. 190. Формы профилей, характеристики которых приведены на фиг. 189 и 192 и в табл. 18.



Фиг. 191. Пояснение условных обозначений.

x		0	1,25	2,5	5,0	7,5	10	15	20
364	y_0	0,85	4,05	5,45	7,30	8,60	9,65	11,00	11,85
	y_u	0,85	0,00	0,05	0,35	0,55	0,65	1,05	1,30
384	y_0	4,15	7,25	8,95	11,45	13,40	14,95	17,15	18,55
	y_u	4,15	2,25	1,55	1,10	0,80	0,55	0,30	0,15
387	y_0	3,20	6,25	7,65	9,40	10,85	11,95	13,40	14,40
	y_u	3,20	1,50	1,05	0,55	0,25	0,10	0,00	0,00
408	y_0	1,15	2,95	3,80	5,00	6,00	6,70	7,70	8,40
	y_u	1,15	0,25	0,00	0,20	0,40	0,65	1,00	1,20
417	y_0	0,65	2,50	3,75	5,05	6,25	7,05	8,15	8,85
	y_u	0,65	0,05	0,25	0,70	1,10	1,50	2,20	2,55
428	y_0	1,25	2,75	3,50	4,80	6,05	6,50	7,55	8,20
	y_u	1,25	0,30	0,20	0,10	0,00	0,00	0,05	0,15
436	y_0	2,50	4,70	5,70	7,00	8,10	8,90	10,05	10,25
	y_u	2,50	1,00	0,20	0,10	0,05	0,00	0,00	0,00
443	y_0 y_u	0,00	0,60	0,85	1,15	1,45	1,60	1,90	2,15
480	y_0	2,55	5,10	6,15	7,65	8,85	9,80	11,25	12,10
	y_u	2,55	0,80	0,30	0,05	0,00	0,10	0,45	0,70
490	y_0	2,00	3,60	4,60	5,95	7,00	7,70	8,65	9,20
	y_u	2,00	0,85	0,50	0,15	0,00	0,00	0,20	0,40
587	y_0	0,60	1,65	2,10	2,90	3,60	4,15	5,15	5,85
	y_u	0,60	0,10	0,00	0,05	0,15	0,30	0,60	0,70
593	y_0	3,00	5,50	6,50	7,85	8,90	9,75	10,95	11,50
	y_u	3,00	1,80	1,35	0,85	0,55	0,40	0,25	0,15
622	y_0	2,40	3,75	4,50	5,45	6,15	6,60	7,30	7,70
	y_u	2,40	1,45	1,05	0,60	0,35	0,25	0,15	0,05
623	y_0	3,25	5,45	6,45	7,90	9,05	9,90	10,95	11,55
	y_u	3,25	1,95	1,50	0,90	0,35	0,20	0,10	0,05
624	y_0	4,00	7,15	8,50	10,40	11,75	12,85	14,35	15,30
	y_u	4,00	2,25	1,65	0,95	0,60	0,40	0,15	0,05
682	y_0	2,50	4,55	5,55	8,00	8,05	8,90	10,00	10,65
	y_u	2,50	1,05	0,60	0,25	0,10	0,00	0,05	0,20
NACA 23012	y_0	0,00	2,67	4,61	4,91	5,80	6,43	7,19	7,50
	y_u	0,00	−1,23	−1,71	−2,26	−2,61	−2,92	−3,50	−3,97
Мунк 6	y_0	0,00	1,98	2,81	4,03	4,94	5,71	6,82	7,55
	y_u	0,00	−1,76	−2,20	−2,73	−3,03	−3,24	−3,47	−3,62

профилей

30	40	50	60	70	80	90	95	100
12,50 1,70	12,10 1,85	11,10 1,80	9,50 1,55	7,55 1,25	5,35 0,90	2,90 0,45	1,55 0,20	0,10 0,10
19,70 0,00	19,15 0,00	17,55 0,00	14,95 0,00	11,80 0,00	8,05 0,00	4,15 0,00	2,15 0,00	0,00 0,00
15,05 0,20	14,60 0,40	13,35 0,45	11,35 0,50	8,90 0,45	6,15 0,30	3,25 0,15	1,75 0,05	0,15 0,15
9,05 1,30	8,95 1,30	8,40 1,20	7,45 1,05	6,25 0,85	4,95 0,60	3,45 0,30	2,50 0,10	0,75 0,75
9,30 3,65	9,15 3,90	8,55 3,65	7,55 3,20	6,25 2,50	4,50 1,70	2,40 0,80	1,20 0,40	0,00 0,00
8,55 0,30	8,35 0,40	7,80 0,40	6,80 0,35	5,50 0,25	4,20 0,15	2,15 0,05	1,20 0,00	0,00 0,00
11,00 0,00	10,45 0,00	9,55 0,00	8,20 0,00	6,60 0,00	4,60 0,00	2,45 0,00	1,25 0,00	0,00 0,00
2,50	2,50	2,35	2,05	1,60	1,15	0,65	0,30	0,00
12,85 1,10	12,60 1,45	11,60 1,55	10,00 1,50	7,85 1,25	5,45 0,85	2,85 0,40	1,45 0,20	0,00 0,00
9,60 0,95	9,05 0,80	8,55 0,80	7,45 0,60	6,05 0,40	4,40 0,15	2,50 0,00	1,45 0,05	0,15 0,15
6,55 0,85	6,60 0,80	6,10 0,45	5,40 0,20	4,50 0,00	3,45 0,05	2,35 0,55	1,80 0,85	1,05 1,05
12,00 0,10	11,70 0,00	10,85 0,00	9,45 0,00	7,65 0,00	5,50 0,00	3,00 0,00	1,65 0,00	0,00 0,00
8,00 0,00	7,80 0,00	7,10 0,00	6,15 0,00	5,00 0,00	3,55 0,00	1,95 0,00	1,15 0,00	0,20 0,00
12,00 0,00	11,70 0,00	10,65 0,00	9,15 0,00	7,35 0,00	5,15 0,00	2,80 0,00	1,60 0,00	0,30 0,00
16,00 0,00	15,40 0,00	14,05 0,00	12,00 0,00	9,50 0,00	6,60 0,00	3,55 0,00	2,00 0,00	0,50 0,00
11,20 0,55	10,90 0,75	10,05 0,80	8,65 0,85	6,90 0,75	4,85 0,60	2,55 0,35	1,35 0,15	0,00 0,00
7,55 —4,46	7,14 —4,48	6,41 —4,17	5,47 —3,67	4,36 —3,00	3,08 —2,16	1,68 —1,23	0,92 —0,70	0,00 0,00
8,22 —3,70	8,05 —3,90	7,26 —3,94	6,03 —3,82	4,58 —3,48	3,06 —2,83	1,55 —1,77	0,88 —1,08	0,00 0,00

«качество») соответствует точке касания касательной, проведенной из начала координат к поляре. Вследствие малой величины λ имеем $\varepsilon = \operatorname{arc} \lambda = \left(\frac{\pi}{180}\right)\lambda^0$.

Для профилей, изображенных на фиг. 189 и 190, и упомянутых в табл. 14, угол атаки δ дан на фиг. 190 в зависимости от соответствующего коэффициента подъемной силы ζ_a. Здесь (на фиг. 192) точки лучших значений «качества» отмечены кружками. Заслуживает внимания прямолинейность и почти параллельность большинства характеристик.

Профили можно объединить в группы, для которых подъемная сила подчиняется общим закономерностям, поскольку можно ограничиться практически важной областью наилучшего качества профиля, а именно:

1) для профилей 428, 682, 364, 480

$$\zeta_a = 4{,}8 \frac{y_{\max}}{L} + 0{,}092\delta^\circ; \qquad (8.39)$$

2) для профилей 408, 490, 436, 387

$$\zeta_a = 4{,}40 \frac{y_{\max}}{L} + 0{,}092\delta^\circ; \qquad (8.39а)$$

3) для профилей 622, 623, 624, 384

$$\zeta_a = 4{,}0 \frac{y_{\max}}{L} + 0{,}092\delta^\circ; \qquad (8.39б)$$

4) для профилей из сегментов круга [259] (например, профили № 608, 609, 610 на фиг. 191)

$$\zeta_a = 5{,}0 \frac{y_{\max}}{L} + 0{,}092\delta^\circ; \qquad (8.39в)$$

5) для профиля [260] «Мунк-6»

$$\zeta_a = 1{,}30 \frac{d}{L} + 0{,}106\delta^\circ; \qquad (8.39г)$$

где d — наибольшая толщина профиля.

6) для профиля «*NACA* 23012"

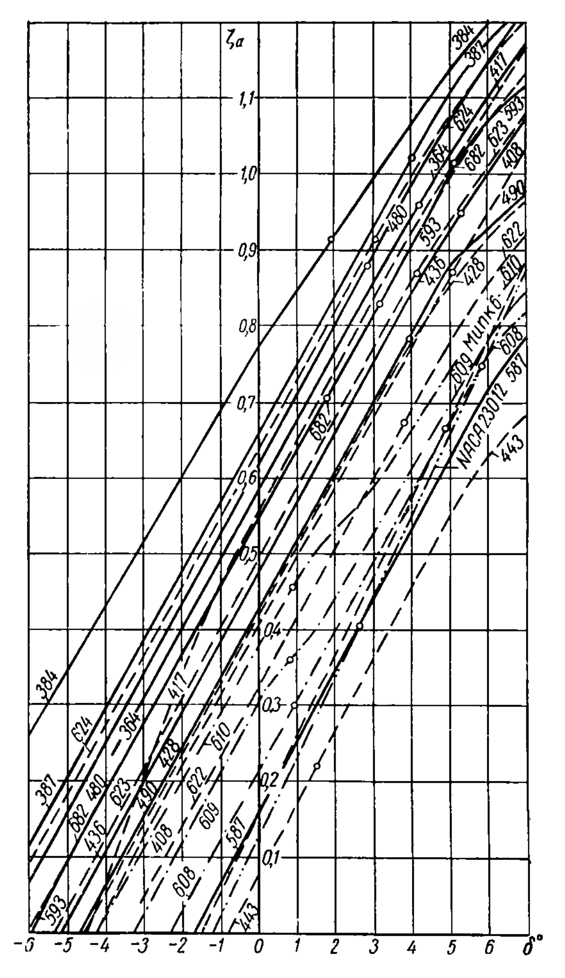
$$\zeta_a = 1{,}08 \frac{d}{L} + 0{,}106\delta^\circ; \qquad (8.39д)$$

7) для симметричного профиля (например 443) [1]

$$\zeta_a = 0{,}095\delta^\circ. \qquad (8.39е)$$

Эти формулы дают возможность сделать профили соответствующей группы толще или тоньше путем умножения ординат,

[1] Для симметричного профиля очевидно должно соблюдаться равенство $\zeta_a = 0$ при $\delta = 0$. Это не имеет места у профиля 443 на фиг. 192, что можно объяснить только неточностью модели.



Фиг. 192. Коэффициенты подъемной силы ζ_a в зависимости от угла атаки для профилей, изображенных на фиг. 190. Кружками обозначены точки максимального качества.

указанных в таблице, на любой числовой коэффициент. Следовательно, при проектировании лопаток осевого колеса можно использовать для всех или почти для всех сечений один и тот же исходный профиль, причем он утолщается у втулки и делается тоньше к вершине (см. числовой пример в разделе 69). Нецелесообразно использовать относительную толщину $\frac{d}{L}$ или $\frac{y_{max}}{L}$ более 0,20.

Приведенные выше формулы показывают, что небольшая нагрузка на площадь, следовательно низкое значение коэффициента ζ_a, может быть достигнута с помощью слабой кривизны и небольшой толщины (небольшая нагрузка на площадь может оказаться желательной для водяных насосов в связи с опасностью кавитации, у воздуходувных машин — учитывая близость к звуковой скорости).

При профилировании лопаток играет роль прочность материала, поскольку одинакового коэффициента ζ_a можно достигнуть при большей прочности благодаря меньшей толщине стенок y_{max} или d и тем самым можно получить более удовлетворительные характеристики. В этом случае можно применить профили, характеризуемые большим значением коэффициента при $\frac{y_{max}}{L}$, например, в формулах (8. 39), (8. 39а) или (8. 39в); при применении менее прочного материала, например, чугуна, следует исходить из формул (8. 39г) и (8. 39д), чтобы достигнуть требуемого большого момента сопротивления сечения крыла против изгиба, причем необходимо тогда принять в расчет некоторое, правда незначительное ухудшение к. п. д. Оба эти профиля предназначены именно для этой цели. Профиль «Мунк-6» следует рекомендовать для перемещения воды, несмотря на его худшие значения «качества», потому что он особенно устойчив против кавитации.

Иногда применяют профили из сегментов круга для водяных насосов, благодаря их удовлетворительному поведению на предельных по кавитации режимах [261], [262], хотя они особо чувствительны к удару при входе, т. е. их поляры создают известные преимущества только в узком диапазоне, как это можно видеть по характеристикам, приведенным на фиг. 189 для профилей 608, 609 и 610.

Выбор любой формы профиля. Если взять исходным направлением для определения угла атаки направление потока, соответствующее нулевой подъемной силе, и обозначить полученный таким образом угол атаки δ_0, то коэффициент подъемной силы для тонкого профиля любой формы при отсутствии трения будет составлять

$$(\zeta_a)_{id} = 2\pi \sin \delta_0.$$

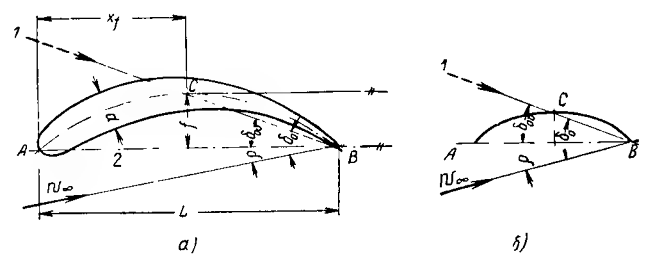
Если ограничиться умеренными значениями угла атаки, то можно заменить $\delta = \sin \delta = \left(\frac{\pi}{180}\right) \delta^\circ$, отсюда

$$(\zeta_a)_{id} = \frac{2\pi^2}{180} \delta_0^0 = 0,109\delta_0^0.$$

С увеличением относительной толщины $\frac{d}{L}$ и с увеличением смещения назад $\frac{x_f}{L}$ максимальной стрелы прогиба, несколько снижается угол наклона кривой подъемной силы. В этом же направлении влияет и вязкость, потому что поток отклоняется от тангенциального обтекания хвостовой части профиля (см. раздел 10). Согласно большому числу экспериментальных данных можно считать

$$\zeta_a - (0{,}092 \text{ до } 0{,}1)\,\delta_0^0 \qquad (8.40)$$

и соответственно $\frac{\zeta_a}{(\zeta_a)_{id}} = 0{,}85 \div 0{,}92 \equiv \eta$, который растет с уменьшением $\frac{d}{L}$ и $\frac{f}{L}$. Таким образом, можно считать $\zeta_a =$



Фиг. 193. Направление нулевой подъемной силы и хорды любого профиля:

1 — направление потока, соответствующее $\xi_a = 0$; *2* — хорда профиля.

$= 2\pi n \sin \delta_0$. Этим объясняется параллельное расположение линий ζ_a, δ на фиг. 192.

Между углом атаки δ, измеренным для любого исходного направления, и углом δ_0, отнесенным к направлению нулевой подъемной силы, существует зависимость (см. фиг. 193, *а*).

$$\delta_0 - \delta = \delta_{00}$$

где δ_{00} означает угол между направлением *CB* струи без подъемной силы и выбранным исходным направлением *AB* (не принимая во внимание изменения знака δ_0). Если известно это нулевое направление δ_{00}, то коэффициент подъемной силы определяется выражением

$$\zeta_a = k\left(\delta^0 + \delta_{00}^0\right) \qquad (8.40а)$$

при $k = 0{,}092 \div 0{,}10$, с возрастанием этой величины при снижении значения $\frac{d}{L}$ и $\frac{x_f}{L}$, с уменьшением шероховатости поверхности и увеличением числа Рейнольдса. Уравнения (8. 39) $\div$ (8. 39в), которые были взяты из прежнего издания настоящей книги, можно вывести из выражения (8. 40а). При этом очевидно следует ввести коэффициент, меньший 0,092, в то время как в формулах (8. 39д) и (8. 39е) следует использовать еще более высокое значение.

Большое количество формул (8. 39) $\div$ (8. 39е) можно свести к одной с достаточно точным определением подъемной силы для любого профиля, если известно направление нулевой подъемной силы. В особенности это существенно потому, что позволяет применять особенно благоприятные ламинарные профили в сочетании с подходящей скелетной линией. Для облегчения последнего мы выберем исходным направлением для отсчета углов атаки δ не различные направления, указанные на фиг. 191, а соединительную линию AB конечных точек скелетных линий, так называемую хорду профиля (фиг. 193), как это в настоящее время все больше применяется на практике. Она не слишком отличается от исходного направления, указанного на фиг. 191, так что допустима простая их замена в пределах достижимой точности. Для большого количества профилей они даже полностью совпадают.

Определение направления нулевой подъемной силы δ_{00} изолированного профиля точно решено для идеальной жидкости и бесконечно тонкого профиля в виде дуги круга (см. фиг. 193, *б*), когда соединительная прямая между наивысшей точкой C и точкой вытекания B соответствует направлению потока, не создающего подъемной силы. В первом приближении, по-видимому, можно допустить, что это решение можно применить также для любой другой формы тонкого профиля (например, в виде параболы) и даже на скелетную линию толстого профиля, причем тогда C означает точку касания касательной, параллельной к хорде профиля AB. Но при этом не учитывается, очевидно, влияние вязкости и изменение толщины. Эти факторы можно оценить только на основании опыта. Согласно многочисленным измерениям профилей различных толщины и кривизны, приведенным в отчете № 824 NACA, можно вывести следующую эмпирическую зависимость:

$$\delta_{00}^{0} = \left[82 + \frac{1}{1+0{,}05\left(\frac{d}{L}100\right)}\left(\frac{x_f}{L}10\right)^2\right]\frac{f}{L}. \qquad (8.40б)$$

При этом (согласно фиг. 193) означает: $\left(\frac{d}{L}100\right)$ — максимальную толщину в процентах от длины хорды L; $\left(\frac{x_f}{L}\right)10$ — расстояние наибольшей стрелы прогиба скелетной линии от передней кромки профиля в десятых долях хорды L (смещение назад кривизны); $\frac{f}{L}$ — отношение наибольшей стрелы прогиба скелетной линии к хорде L.

Следует учесть, что $\frac{x_f}{L}$ не представляет теперь смещения назад наибольшей толщины, а смещение максимальной кривизны, которое, например, при применении дуги круга в качестве скелетной линии всегда равняется 0,5, так что $\left(\frac{x_f}{L}\right)10 = 5$. Другие смещения максимальной кривизны очевидно могут быть получены с по-

мощью параболической скелетной линии. С помощью формул (8. 40а), и (8. 40б) определяется подъемная сила.

Вообще говоря коэффициенты сопротивления ζ_w профилей с любой скелетной линией и с любым распределением толщины (аналогично, как у ранее рассмотренных профилей, создаваемых путем утолщения или утонения) неизвестны. Для расчета насосов и не требуется точное значение этих коэффициентов; достаточно определить обратную величину «качества» ε по приводимому ниже ориентировочному правилу, полученному исходя из предположения, что профиль используется вблизи наиболее благоприятного значения подъемной силы, и, следовательно, речь идет о минимальном значении ε:

$$\varepsilon \equiv \operatorname{tg} \lambda = 0{,}012 + 0{,}02 \frac{d}{L} + 0{,}08 \frac{f}{L}. \quad (8.41)$$

Эта зависимость подтверждает, что утолщение профиля так же, как усиление кривизны, приводит к увеличению сопротивления, и при этом коэффициент сопротивления ζ_w растет быстрее, чем коэффициент подъемной силы ζ_a.

Для первой и второй групп профилей в формулу (8. 41) следует ввести $d \approx y_{max}$ и $f \approx \frac{1}{2} y_{max}$ и соответственно оптимальное значение получается равным

$$\varepsilon \equiv \operatorname{tg} \lambda = 0{,}012 + 0{,}06 \frac{y_{max}}{L}. \quad (8.41а)$$

Докритическая область обтекания несущего крыла. В переходной области между значениями числа Рейнольдса $\mathrm{Re} = \frac{w_\infty L}{\nu}$ от $0{,}3 \cdot 10^5$ до 10^5 коэффициент подъемной силы ζ_a несущего крыла снижается с уменьшением числа Рейнольдса тем более, чем больше относительная толщина профиля, а затем остается практически неизменным. Одновременно возрастает лобовое сопротивление [263]. Здесь, следовательно, листовые лопатки более выгодны, чем профилированные. У профилей, представляющих собой сегменты круга, критические значения числа Рейнольдса лежат выше, чем у обычных профилей, а именно, около $3 \cdot 10^5$ вместо $1 \cdot 10^5$, соответственно и разрыв значений также больше. Влияние перехода через критические значения Re необходимо учитывать в случае перемещения вязкой жидкости, например масла, или даже воздуха при малых напорах.

Для упомянутых выше групп профилей (*1*), (*2*), (*3*) согласно измерениям Гуче [263] можно приближенно написать [1]

$$\zeta_a = \left(4{,}3 - 17{,}2 \frac{y_{max}}{L}\right) \frac{y_{max}}{L} + 0{,}096\delta^\circ. \quad (8.42)$$

Сравнение с формулами (8. 40) — (8. 40б), применимыми для сверхкритической области, показывает, что ухудшение, как и следовало ожидать, возрастает с увеличением отношения $\frac{y_{max}}{L}$. Для коэф-

[1] Для докритических скоростей обтекания. *Прим. ред.*

фициента ζ_w в докритической области следует принимать величину, в несколько раз бо̀льшую значений, приводимых для сверхкритической области.

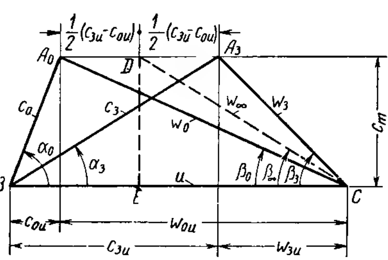
б) Решетка профилей. Сечение цилиндрической поверхности линий тока с осевым колесом дает при развертке на плоскости прямолинейный ряд сечений лопаток, которые обтекаются со скоростями w_0 и w_3 впереди или позади решетки (фиг. 36). При определении действия сил на подобную решетку вследствие идеального (без трения) течения можно применить уравнение для отдельного профиля, упомянутое в разделе 10, если для w_∞ ввести среднее значение CD из величин w_0 и w_1 (фиг. 37 и 194); при этом следует учесть, что трение не принимается во внимание, а плотность не должна сильно изменяться.

Кроме того, вследствие взаимной близости профилей, следует ожидать изменения циркуляции, т. е. коэффициента ζ_a по сравнению со значениями, определяемыми для изолированного профиля. Теперь профиль расположен не в параллельном потоке, а в потоке, отклоненном соседней лопастью. Решения этой задачи для идеального течения удалось достичь в ряде случаев. Для решетки, состоящей из плоских и бесконечно тонких пластин (фиг. 195), которые наклонены под углом к оси решетки, Вейниг [236], [237], [238] определил зависимости отношения $K = \frac{\zeta_a}{\zeta_{a1}}$ значений подъемной силы пластинки в обтекаемой решетке и отдельно обтекаемой пластинки. Эти зависимости изображены на фиг. 196. В данном случае угол атаки не оказывает влияния, потому что линия ζ_a, δ является прямой и для решетки. При рассмотрении фиг. 196 следует обратить внимание на интересное обстоятельство, а именно: при $\beta < 45°$ отношение K становится больше 1, следовательно, взаимное влияние лопаток не оказывает вредного воздействия, а также увеличивает подъемную силу. При перенесении этих расчетных данных Вейнига на обтекание осевого колеса необходимо принять во внимание следующее.

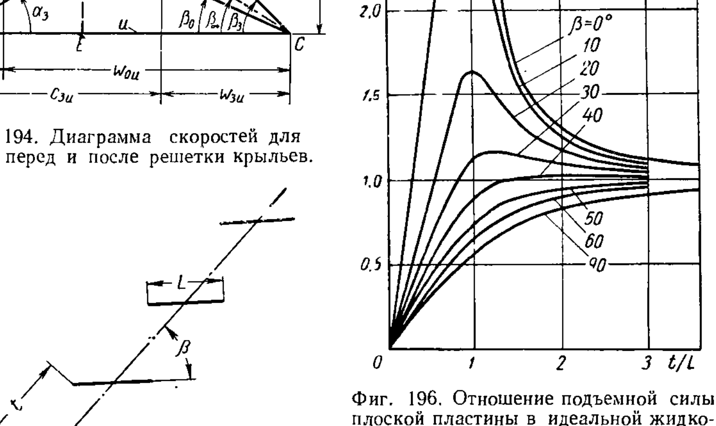
В решетке из плоских профилей, для которых Вейниг производил расчет, направление нулевой подъемной силы сохраняется таким же, как для изолированного профиля. В противоположность этому для обычных профилей лопаток при установке их в решетке направление нулевой подъемной силы изменяется, угол нулевой подъемной силы уменьшается в замедленном течении (у насосов) и увеличивается в ускоренном течении (у турбин) [264]. Следовательно, точка пересечения линий ζ_a, δ с осью абсцисс смещается (см. фиг. 190), а отсюда следует, что коэффициент K, взятый по значениям фиг. 196, необходимо понимать при переходе к решетке лопаток не как отношение собственно коэффициентов подъемной силы, а как их производных по δ или как отношение наклонов линий ζ_a, δ относительно оси δ [т. е. как отношение коэффициента δ_0 в формуле (8. 40)]. На фиг. 197 *а* $\Delta\delta_0$ представляет смещение направления нулевой подъемной силы δ_{0r}, причем принимается во внимание только прямая и пунктирно продолженная линия ζ_a, δ.

На этой же фигуре справа показано положение нулевой линии у решетки.

Коэффициент $K = \frac{d\zeta_a}{(d\zeta_a)_1}$ действительно должен также изменяться в насосной решетке, несмотря на значительное влияние пограничного слоя, в том смысле, как это показано на фиг. 196,



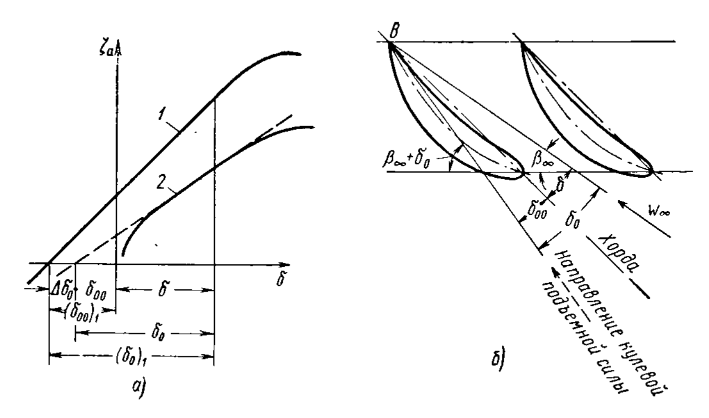
Фиг. 194. Диаграмма скоростей для потока перед и после решетки крыльев.



Фиг. 196. Отношение подъемной силы плоской пластины в идеальной жидкости в решетке согласно фиг. 195 и изолированной пластины (по данным Вейнига).

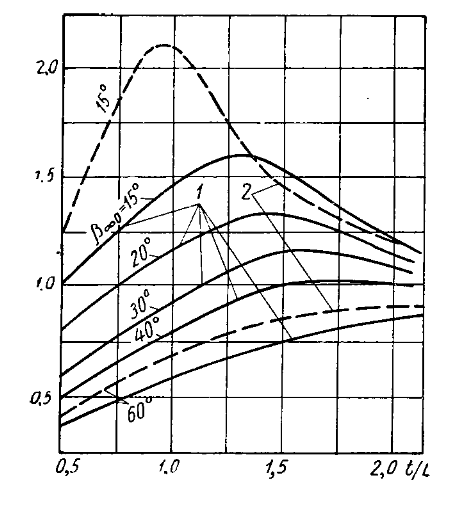
Фиг. 195. Решетка крыльев (к фиг. 196).

что вряд ли можно предполагать относительно самих величин коэффициента подъемной силы. Почти с уверенностью можно утверждать, что в насосных решетках отношение $\frac{\zeta_a}{\zeta_{a1}}$ меньше, а в турбинных решетках даже несколько больше, чем дают кривые [265], [266], [267]. На фиг. 198 показаны при тех же параметрах, как и на фиг. 196, экспериментальные кривые K, которые были определены Заальфельдом [268] на осевых насосах с отношением радиусов $\frac{r_i}{r_a} = 0{,}75$, исходя из характеристик профиля на среднем радиусе. При этом были вычислены значения ζ_{a1} по формуле (8. 40а) при $K = 0{,}092$. По двум теоретическим кривым, построенным для сравнения при $\beta = \beta_{\infty 0} = 15°$ и $60°$, можно видеть, что оба семейства кривых протекают аналогичным образом. При большом шаге лопаток измерен-



Фиг. 197:

а — кривые ξ_a для изолированного профиля и профиля в решетке; *б* — направление потока, соответствующее нулевой подъемной силе для решетки профилей; *1* — изолированный профиль; *2* — решетка профилей.



Фиг. 198. Экспериментально определенные зависимости отношения $K = \frac{d\xi_a}{d\xi_{a1}}$ профиля в решетке и изолированного профиля (по данным Заальфельда):

1 — сплошные линии — опытные значения по Заальфельду; *2* — пунктирные линии — значения по Вейнигу.

ные значения совпадают с теоретическими. При большой густоте решеток наблюдается большое процентное расхождение. Максимумы уменьшаются и смещаются в сторону большего шага. Указанный угол решетки $\beta_{\infty 0}$ относится, как и раньше, к направлению нулевой подъемной силы, следовательно $\beta_{\infty 0} = \beta_{\infty} + \delta_0$ и в соответствии с формулой (8. 40) $\zeta_a = (0{,}092$ до $0{,}1)\ K\delta_0^{\circ}$.

Однако использование этих графиков оправдывается только в диапазоне угла атаки, когда линия ζ_a, δ также и для решетки изменяется прямолинейно или по крайней мере имеет пологую форму. Ввиду того что в решетке с замедляющейся скоростью потока (в противоположность решетки с ускорением потока) область этой линейной зависимости подъемной силы меньше, чем у отдельного профиля, отсюда вытекает уменьшение максимального значения подъемной силы. Это заслуживает особого внимания, потому что это большей частью имеет место в точке срыва потока.

Необходимо дополнительно проверить возможность универсального применения кривых K (фиг. 198). Кроме того, необходимо знать направление нулевой подъемной силы δ_{00} для решетки. В настоящее время это вообще невозможно сделать с помощью достаточно простых способов. С другой стороны, расчет лопатки, как несущего крыла, следует применять только при широкой расстановке лопаток, а именно, при $\frac{t}{L} > 1{,}3$, поэтому мы будем в дальнейшем придерживаться предположения, что влиянием соседних лопаток на ζ_a можно пренебречь. Это предположение оправдывается на практике.

Шимояма и Заальфельд установили увеличение коэффициента сопротивления ζ_w у решетки по сравнению с отдельным профилем. Возрастающий средний наклон лопатки $\beta_m = \frac{1}{2}(\beta_0 + \beta_3)$ давал снижение коэффициента сопротивления ζ_w.

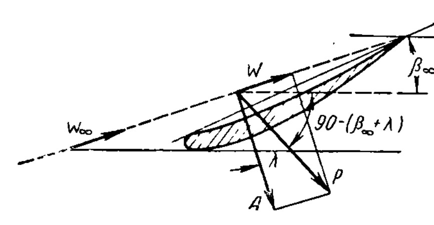
Необходимо иметь в виду, что если рассматривать лопатку как несущее крыло только в узком диапазоне больших значений $\frac{t}{L}$ и малых углов $\theta = \beta_3 - \beta_0$, то это создает преимущества по сравнению с методами одноразмерной теории, изложенной в разделе 60. Это можно видеть лучше всего на предельном случае лопатки равного давления, т. е. серпообразной лопатки согласно случаю 1 фиг. 173. Как можно видеть, здесь $w_{\infty} = c_m$ также очень мало. Поэтому коэффициент подъемной силы, вычисленный по экспериментальным данным, получается равным 10 и больше, что немыслимо для отдельного профиля.

в) Применение к осевому колесу. Сила воздействия потока на отдельную лопатку решетки представляет результирующую P сил A и W (фиг. 199). Угол λ между направлениями сил A и P определяется по формуле (8. 38). Эти силы можно отнести к ширине профиля $b = 1$. Вследствие их переменного значения они должны быть в данном случае отнесены к бесконечно малому элементу dr радиуса r.

Выделим круглое кольцо с радиусом r и шириной dr. Через это кольцо протекает жидкость с расходом dv. Отнесенная к этому

элементу мощность, создаваемая силами, действующими на лопатку и выраженная в *кгм/сек* равна, с одной стороны, γdVH_{th} и, с другой стороны, $zPdr\,(\sin\beta_0+\lambda)$, так как действующая сила по направлению окружности равняется окружной составляющей силы $zPdr$ и определяется выражением

$$zPdr\cos[90-(\beta_\infty+\lambda)] = zPdr\sin(\beta_\infty+\lambda).$$



Фиг. 199. Действие сил на профиль в решетке.

Из равенства этих обоих выражений следует, если одновременно учесть соотношение

$$P = \frac{A}{\cos\lambda} = \zeta_a\frac{\gamma}{g}\cdot\frac{w_\infty^2}{2}\cdot\frac{L\cdot 1}{\cos\lambda} \qquad (8.\,42)$$

(где можно приравнять $\cos\lambda = 1$)

$$dV = 2\pi r dr c_m, \quad \frac{2\pi r}{z} = t$$

после краткого преобразования

$$H_{th} = \frac{\zeta_a}{2g}\cdot\frac{L}{t}\cdot\frac{u}{c_m}\,w_\infty^2\sin(\beta_\infty+\lambda). \qquad (8.\,43)$$

Согласно уравнению (8. 43). сила трения также участвует в работе лопатки H_{th} и тем самым, согласно основному уравнению, участвует в определении выходной скорости w_3; отсюда, строго говоря, неправильно получение скорости w_∞ исходя из скоростей w_0 и w_3. Вследствие малого размера угла λ этой неточностью можно пренебречь.

Положительный знак перед λ указывает на то, что наличие трения приводит к повышению полезной работы. Если при расчете лопатки на левую сторону уравнения перенести неизвестные величины, то получим

$$\zeta_a\frac{L}{t} = \frac{2gH_{th}c_m}{w_\infty^2 u\sin(\beta_\infty+\lambda)} \qquad (8.\,44)$$

Отсюда следует при

$$gH_{th} = u\Delta c_u, \quad \frac{c_m}{w_\infty} = \sin\beta_\infty;$$

$$\zeta_a\frac{L}{t} = 2\,\frac{\Delta c_u}{w_\infty}\;\frac{\sin\beta_\infty}{\sin(\beta_\infty+\lambda)}\,. \qquad (8.\,44a)$$

Меридиональная скорость c_m вновь принимается равной на входе и выходе и относится к течению вне лопатки, т. к. она не отражает влияния сужения сечения лопатками. Удельная работа лопатки определяется из равенства $H_{th} = \frac{H}{\eta_h}$, причем значение к. п. д.

берется $\eta_h = 0,85 \div 0,97$. Значения w_∞ и β_∞ получаются следующим образом на основании фиг. 194.

$$w_\infty^2 = \overline{DE}^2 + (\overline{BC} - \overline{BE})^2 = c_m^2 + \left(u - \frac{c_{3u} + c_{0u}}{2}\right)^2; \qquad (8.45)$$

$$\operatorname{tg}\beta_\infty = \frac{c_m}{u - \frac{c_{3u} + c_{0u}}{2}}, \qquad (8.45a)$$

причем c_{0a} определяется условиями втекания потока в рабочее колесо, а c_{3u} — из основного уравнения, т. е. уравнения (8. 1). В случае расположения «рабочее колесо — направляющее колесо», как правило, угол $\alpha = 90°$, следовательно $c_{0u} = 0$.

Ввиду того что угол планирования λ очень мал, им в большинстве случаев можно пренебречь по сравнению с углом β_∞. При $\lambda \approx 0$, так как $\frac{c_m}{\sin\beta_\infty} = w_\infty$, получаем вместо уравнений (8. 43), (8. 44) и (8. 44a) выражения:

$$H_{th} = \frac{\zeta_a}{2g} \cdot \frac{L}{t} u w_\infty = \frac{\zeta_a}{2g} \cdot \frac{Lzn}{60} w_\infty; \qquad (8.46)$$

$$\zeta_a \frac{L}{t} = \frac{2gH_{th}}{uw_\infty} = 2\frac{\Delta c_u}{w_\infty}. \qquad (8.46a)$$

Неучитываемое в этих выражениях участие сил трения в создании полезной мощности в последнее время часто рассматривается, как необходимая компенсация против некоторой ненадежности расчета. Чем больше $u = r\omega$, тем больше будет также w_∞, согласно уравнению (8. 45), и тем меньше, следовательно, отношение $\frac{\zeta_a L}{t}$. Отсюда следует: быстроходные машины имеют либо малый коэффициент ζ_a, следовательно тонкие и мало изогнутые профили, либо малое отношение $\frac{L}{t}$, т. е. немногочисленные и узкие лопатки.

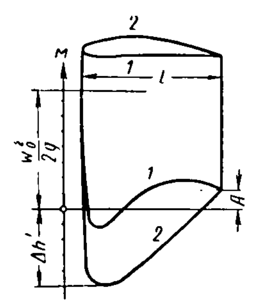
Большей частью обе точки зрения совпадают, потому что, с одной стороны, по соображениям прочности нельзя произвольно и слишком уменьшать толщину лопатки, а, с другой стороны, с точки зрения кавитации и влияния приближения к звуковой скорости, следует выбирать малую нагрузку на площадь лопатки.

Иное положение наблюдается у тихоходных колес (рассмотренных в разделах 60—64) с тесно расположенными лопатками с явно выраженной кривизной, которые поэтому должны рассчитываться по приведенным выше методам.

Если из уравнений (8. 44) или (8. 46) было определено $\frac{\zeta_a L}{t}$, то можно выбрать $\frac{t}{L}$ и тем самым, на основании соответствующего коэффициента ζ_a подходящие очертания лопатки в виде несущего профиля или сегмента круга, как это было показано в п. «а». При этом следует обратить внимание на наиболее благоприятный коэффициент «качества». Кроме того, необходимо учесть условия кави-

тации и близость к звуковой скорости, согласно следующему ниже подразделу «г».

Минимально допустимый диаметр втулки был определен в разделе 61 с помощью основного турбинного уравнения. Для рассматриваемого быстроходного колеса это предельное значение давало бы неожиданно малый диаметр втулки, не говоря уже о том, что соответствующие высоконагруженные профили лопаток у втулки должны быть рассчитаны по данным раздела 60. Поэтому рекомендуется не придавать слишком большого значения возможности допускать малые диаметры втулки.



Фиг. 200. Распределение давлений вокруг профиля лопатки.

Целесообразно увеличивать длину L от втулки к вершине лопатки, поскольку это позволяет нагрузка на корневое сечение лопатки вследствие центробежных сил. Согласно изложенному в разделе 86, поток при частичной нагрузке отжимается к вершине лопатки. Следует ожидать, что достаточно длинное направление потока по лопатке будет задерживать возникновение срыва струи в этом месте.

г) Кавитация и сверхзвуковые скорости. Всасывающую способность можно проверить, согласно разделу 38, допустимую степень приближения к скорости звука — по разделу 43. Необходимо, однако, рассмотреть эти вопросы для отдельных сечений лопаток, потому что наиболее опасное место у данной формы колеса может оказаться не на вершине лопатки, а на любом радиусе. Поэтому целесообразно произвести следующее дополнительное исследование [269].

Рассмотрим распределение давления по профилю (фиг. 200); как можно видеть, подъемная сила в значительной степени обусловлена пониженным давлением на задней стороне лопатки. Если площадь эпюры давлений на профиле считать треугольником с основанием L и высотой, равной $1/\alpha$ — кратному значению пониженного давления Δh, т. е. равной $\frac{\Delta h'}{\alpha}$, то последнее можно вычислить по известному коэффициенту подъемной силы ζ_a.

Вся площадь эпюры давлений равняется, с одной стороны, $\frac{\gamma}{2}\left(\frac{\Delta h'}{\alpha}\right) L$, но, с другой стороны, учитывая ширину лопатки $b = 1$, согласно уравнению (8. 35),

$$A = \zeta_a \gamma \frac{w_\infty^2}{2g} L.$$

Приравнивая оба выражения, получим

$$\Delta h' = \alpha \zeta_a \frac{w_\infty^2}{g} \approx 0{,}1 \alpha \zeta_a \omega_\infty^2. \quad (8.47)$$

Если имеется еще окружная составляющая скорости c_{0u} на всасывающей стороне, то общее падение давления увеличивается до

$$\Delta h = \Delta h' + \frac{c_{0u}^2}{2g}. \qquad (8.48)$$

Для определения степени приближения к звуковой скорости в случае газа используют этот же порядок расчета, исходя из значений числа Маха $\frac{w_{max}}{a}$, причем w_{max} определяется из выражения

$$w_{max}^2 = w_0^2 + 2g\Delta h' = w_0^2 + 2\alpha\zeta_a w_\infty^2. \qquad (8.48a)$$

Полученное отсюда число Маха служит опять только для сравнения условий работы отдельных сечений лопаток.

Коэффициент α может быть выбран равным приблизительно 0,7 для насосов в диапазоне оптимального коэффициента «качества» (безударного входа), как это было подтверждено американскими опытами [270]. Если попытаться определить значения λ из уравнения (8. 47) или (8. 48а) с помощью данного значения α, то получатся сравнительно бóльшие величины λ, чем сообщалось раньше. Это можно легко объяснить тем, что конструктору необходимо иметь в виду начало снижения к. п. д., которое становится заметным только при существенном расширении области отрыва струи или сверхзвуковых скоростей. (Для турбин следует выбирать менее половины этого значения, согласно выводам раздела 39.) Для точек поляр, которые расположены на большом расстоянии от оптимальной точки, необходимо выбирать большее значение α. Кроме того, коэффициент α увеличивается, когда место наибольшей толщины профиля расположено ближе к передней кромке [276]. Поэтому наиболее благоприятными являются ламинарные профили, рассмотренные в разделе 62, у которых наиболее толстое место находится вблизи середины профиля, причем изменение толщины сочетается с соответствующей скелетной (средней) линией. Значения коэффициента ζ_a могут быть определены из уравнений (8. 40а) и (8. 40б) или из уравнения (8. 46), когда известен напор H_{th} из уравнения (8. 4). Ввиду того что кроме коэффициента α, появляется другой равноценный параметр — коэффициент подъемной силы ζ_a, опасность кавитации и сверхзвуковых режимов растет с увеличением относительной толщины $\frac{d}{L}$ и относительной вогнутости $\frac{f}{L}$ (фиг. 193).

Кроме того, следует принимать во внимание содержание газа в воде, в особенности, если с этим связана ее химическая агрессивность (см. раздел 42). Уравнение (8. 47) дает значение $\zeta_a = 0$ при $\Delta h' = 0$. Это имеет место только у прямой, бесконечно тонкой пластинки, но не у профилированной лопатки с прямой средней линией. Поэтому для учета влияния толщины при исчезающе малой подъемной силе, Заальфельд в своей работе [268] делает предложение заменить в уравнении (8. 47) произведение коэффициентов $\alpha\zeta_a$

на $0{,}075+0{,}35\zeta_a$; очевидно, что в этом случае получится конечное значение для $\Delta h'$ при $\zeta_a=0$.

Положение входной кромки также оказывает влияние. Если, согласно предложению Буземана, эту кромку расположить наклонно к относительному направлению потока, т. е. под углом $\varphi\neq 90°$, то нормальная составляющая к кромке лопатки уменьшается с w до $w\sin\varphi$. Тем самым уменьшается опасность кавитации и сверхзвуковых скоростей в отношении $\sin^2\varphi : 1$; в действительности это улучшение не достигается полностью, а только примерно наполовину (потому что относительная толщина перпендикулярна к кромке лопасти больше, чем по направлению потока). Сравнение к. п. д. для двух воздушных винтов на фиг. 201, из которых у второго вершина лопасти имеет входную кромку, изогнутую назад, примерно, на 45° *, показывает, что достигается значительное улучшение при числах Маха около 1 и выше, отнесенных к вершине лопасти. При осуществлении этого мероприятия следует профили, полученные по обычному расчету, взаимно соответственно повернуть вокруг оси вала, т. е. входную кромку вывести из осевой плоскости. Конечно, необходимо учесть нарушение равновесия потока, обусловленное подобным косым расположением кромки, что приводит к возникновению радиальной составляющей скорости, а также к возникновению изгибающих моментов в лопасти из-за центробежных сил. Эту мысль можно также перенести на радиальные колеса с лопатками двоякой кривизны, выводя входную кромку из осевой плоскости, как об этом уже упоминалось в разделе 53. Если речь идет о числе Маха $Ma=\frac{w_\infty}{a}$ больше единицы, то следует учесть, что при $Ma=1$, лобовое сопротивление отдельной лопасти настолько сильно возрастет, что практически необходимо исключать этот диапазон значений. При более высоком числе Маха лобовое сопротивление опять сильно снижается, причем тем больше (по данным Германского исследовательского авиационного института), чем меньше относительная толщина $\frac{d}{L}$ (фиг. 201, *б*). Если удается ограничиться тонким профилем, то можно построить воздушный винт, у которого число Маха $Ma=1{,}3$ во всех сечениях лопасти, с приемлемым к. п. д.; очевидно, этот пропеллер должен иметь большой диаметр втулки и малый коэффициент ζ_a [272].

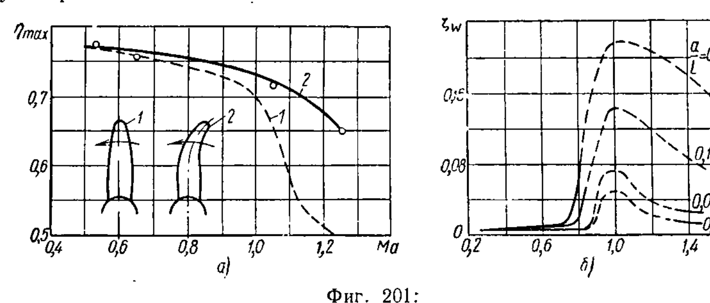
д) **Учет сжимаемости.** В случае заметного изменения плотности, перестает быть постоянной расходная скорость c_m потока через осевое колесо. Отсюда и предположение, что w_∞ равняется среднему значению из w_0 и w_3, строго говоря, больше не соблюдается. Однако разница незначительна. Поэтому допустим и обычно сохраняется изложенный порядок расчета также и при высоких числах Маха.

Увеличение коэффициента подъемной силы, обусловленное изменением плотности, учитывается лучше всего по правилу Прандтля,

---

* В технической литературе такое отклонение входной кромки принято называть «стреловидностью». *Прим. ред.*

согласно которому[1] расчетные ординаты профиля, включая угол атаки, для каждого сечения лопасти увеличиваются в $\sqrt{1 - \mathrm{Ma}^2}$, где $\mathrm{Ma} = \frac{w_\infty}{a}$ (см. раздел 14в). Обусловленное этим сужение профиля оказывает благоприятное влияние также благодаря связанному с ним снижению $w_{\max}$ (т. е. приближению к профилю для высоких скоростей). У толстых профилей вблизи втулки, для которых еще не известны практически пригодные правила пересчета, большей частью число Маха мало, так что для них отсутствие формул пересчета не имеет большого значения.



Фиг. 201:

а — влияние отклонения (стреловидности) входной кромки на к. п. д. воздушного винта (по результатам исследования аэродинамического исследовательского института в Геттингене); *б* — влияние относительной толщины профиля на коэффициент сопротивления ξ_w в околозвуковой области скоростей (по данным Германского исследовательского авиационного института). Часть кривой между числами Маха 0,85 и 1,25 построена ориентировочно.

е) **К. п. д. осевого колеса.** Если Z_u представляет потерю напора в рабочем колесе для рассматриваемого цилиндрического сечения, выраженную в метрах столба жидкости, то к. п. д. (без учета потери в зазоре и трения о боковые поверхности стенок), т. е. профильный (лопаточный) к. п. д., равняется

$$\eta_u = \frac{H_{th} - Z_u}{H_{th}} = 1 - \frac{Z_u}{H_{th}}. \qquad (8.49)$$

В последующем изложении индекс u относится к рабочему колесу, индекс d (диффузор) — к направляющему аппарату. Так как трение у втулки и наружной стенки корпуса не учитывается, то Z_u определяется только сопротивлением W решетки. Если отнести последнее к ширине $b = 1$, то получим выражение (8. 49а), так как средняя ширина сечения канала в цилиндрическом сечении равняется $t \sin \beta_\infty$, а значит и само сечение также равняется $t \sin \beta_\infty$

$$Z_u = \frac{\frac{W}{\gamma}}{t \sin \beta_\infty} = \frac{A \operatorname{tg} \lambda}{\gamma t \sin \beta_\infty} \qquad (8.49\text{a})$$

[1] Для получения заданной величины c, исходя из характеристик профиля, полученных при $M = 0$. *Прим. ред.*

или если вместо A ввести значение из уравнения (8. 35) при $b = 1$

$$Z_u = \frac{\zeta_a}{2g} \cdot \frac{L}{t} w_\infty^2 \frac{\operatorname{tg} \lambda}{\sin \beta_\infty}. \qquad (8.49б)$$

Если в уравнение (8. 49) ввести это значение, а также значение H_{th} из уравнения (8. 43), то получим при одновременной замене $c_m = w_\infty \sin \beta_\infty$

$$\eta_u = 1 - \frac{\operatorname{tg} \lambda}{\sin (\beta_\infty \pm \lambda)} \cdot \frac{w_\infty}{u}. \qquad (8.50)$$

Но поскольку угол планирования λ мал по сравнению с β_∞, то при $\operatorname{tg} \lambda = \varepsilon$

$$\eta_u = 1 - \frac{\varepsilon}{\sin \beta_\infty} \cdot \frac{w_\infty}{u} \qquad (8.51)$$

или при

$$\sin \beta_\infty = \frac{c_m}{w_\infty} \text{ и } u = r\omega$$

$$\eta_u = 1 - \frac{\varepsilon}{\omega} \cdot \frac{w_\infty^2}{r c_m} \qquad (8.51а)$$

Иногда в литературе можно найти для насосов и для воздуходувок следующее значение

$$\eta_u = \frac{1 - \operatorname{tg} \lambda \operatorname{tg} \beta_\infty}{1 + \frac{\operatorname{tg} \lambda}{\operatorname{tg} \beta_\infty}},$$

которое представляет отношение тяговой работы к подведенной и справедливо для судовых или самолетных винтов (пропеллеров). В этом случае в уравнении (8. 49) вместо H_{th} вводится теоретическое давление в зазоре. Применение этого выражения к насосам приводит к недоразумениям, потому что не учитывается последующее участие окружной скорости c_{3u} в создании полезного напора, за счет преобразования ее в давление в выходном направляющем аппарате. В случае применения входного направляющего аппарата в сочетании с вертикальным вытеканием жидкости из насоса полученное с помощью последнего уравнения значение становится слишком большим, потому что здесь давление в зазоре[1] больше полезного напора (см. раздел 69).

Общий к. п. д. облопачивания η_s учитывает также потери в направляющем аппарате; они составляют при предположении чисто осевого течения и при введении коэффициента потерь ζ_d, в случае втекания потока в рабочее колесо без закрутки

$$Z_d = \zeta_d \frac{c_3^2 - c_m^2}{2g} = \zeta_d \frac{c_{3u}^2}{2g}, \qquad (8.52)$$

где ζ_d можно выбрать соответственно данным раздела 13в.

[1] По сравнению с давлением перед рабочим колесом. *Прим. ред.*

Ввиду того что $c_{3u} = \frac{gH_{th}}{r\omega + c_{0u}}$ снижается изнутри к периферии, то потери в направляющем колесе также изменяются в противоположном направлении потерям в рабочем колесе и возможно, что к. п. д. всего облопачивания приближенно остается постоянным вдоль радиальной протяженности лопаток. Он равняется

$$\eta_s = 1 - \frac{Z_u + Z_d}{H_{th}} = \eta_u - \frac{Z_d}{H_{th}}; \qquad (8.52a)$$

η_s больше чем η_h, потому что трение у втулки, наружной стенки корпуса, во всасывающем и нагнетательном патрубках, а также потери в зазоре, поскольку они выражаются в потерях напора, здесь не учитываются.

В случае, наиболее часто встречающемся у многоступенчатых компрессоров, когда реакция (см. фиг. 173, 187) равняется 50%, $w_\infty = \frac{u}{2\cos\beta_\infty}$ и, следовательно согласно уравнению (8. 51)

$$\eta_u = 1 - \frac{\varepsilon}{\sin 2\beta_\infty}. \qquad (8.53)$$

Ввиду того что здесь профили рабочего и направляющего колес совпадают, следовательно, совпадают также их потери, если не учитывать более благоприятных характеристик пограничного слоя во вращающемся канале, то в этом случае можно написать выражение для к. п. д. для всех ступеней

$$\eta_s = 1 - 2\frac{\varepsilon}{\sin 2\beta_\infty}. \qquad (8.53a)$$

Отсюда можно сделать вывод, что оптимальное значение соответствует $\beta_\infty = 45°$. Фактически оптимальное значение лежит несколько ниже, потому что ε не представляет постоянной величины, а зависит от β_∞.

Определение η_u и η_s зависит от значения коэффициента скольжения $\varepsilon = \frac{\zeta_w}{\zeta_a}$. Не учтены потери на трение у втулки и стенки корпуса, а также влияние неравномерного распределения нагрузки вдоль лопатки. Хоуэлл [273] включает в расчет эти дополнительные потери в случае компрессора; при этом он вместо значения коэффициента ζ_w, которое определяется на основании экспериментов в аэродинамической трубе или испытания решетки, применяет результирующий коэффициент $(\zeta_w)_{рез}$ согласно следующей формуле

$$(\zeta_w)_{рез} = \zeta_w + 0{,}020\frac{t}{r_a - r_i} + 0{,}018\zeta_a^2 \qquad (8.54)$$

и отсюда получает $\varepsilon = \frac{(\zeta_w)_{рез}}{\zeta_a}$. Член $0{,}020\frac{t}{r_a - r_i}$, где t — шаг лопаток, должен отражать трение о боковые стенки, а член $0{,}018\,\zeta_a^2$ — остальные потери. Прибавки потерь к уравнению (8. 54) относятся ко всему каналу в целом, так что последнее уравнение следует при-

менять только к середине лопаток и тогда оно дает среднее значение, справедливое для всей лопатки, в то время, как другие уравнения, относятся только к одному рассматриваемому сечению лопатки.

68. НАПРАВЛЯЮЩИЙ АППАРАТ ОСЕВОГО НАСОСА

Направляющий аппарат будет рассмотрен только в последующем разделе 70; однако здесь необходимо рассмотреть особенности направляющих аппаратов у осевых насосов.

Спиральный кожух, как единственный направляющий аппарат на напорной стороне осевой машины, может быть применен только для одноступенчатой конструкции и только тогда, когда имеется достаточная окружная составляющая скорости c_{3u}, чтобы не потребовалось слишком большого сечения спирали. Это применяется в ограниченном масштабе у тихоходных осевых колес, как например, в числовом примере раздела 63 и, кроме того, может быть целесообразно при 50%-ной реакции (см. фиг. 173). Но так как эта низкая степень реакции применима только для многоступенчатых конструкций, где непригоден спиральный кожух, то поэтому мы ограничимся рассмотрением лопаточного направляющего аппарата.

Поток в направляющих лопатках связан с тем недостатком, что пограничный слой находится в неподвижном состоянии и потому отсутствует отсасывающее действие центробежных сил на пограничный слой, что имеет большое значение для рабочего колеса. Только отсюда становится понятным, почему можно достигнуть к. п. д. от 80 до 90% у многоступенчатых осевых компрессоров, в то время как при применении неподвижных направляющих решеток с изогнутыми лопатками получаются меньшие значения к. п. д. Поэтому у осевых насосов применяется высокая степень реакции и только у компрессоров, где снижение числа Маха представляет важное условие, степень реакции снижается до 50%. Исходя из этих соображений следует оценивать различные случаи, которые были изображены на фиг. 173.

Вследствие этого углы наклона α_3 линий тока относительно окружности сравнительно велики и, следовательно расстояние между рабочим и направляющим колесами может быть также сравнительно большим, а именно может быть сделано от $\frac{L}{6}$ до L (см. работу [273]), без заметного снижения к. п. д.; ниже расстояния $\frac{L}{6}$ наблюдается ухудшение коэффициента давления.

При расчете направляющего аппарата насоса, как правило, исходят из линий тока, совпадающих с очертаниям и лопатками, как это рассмотрено в разделе 70; причем при расчете расстояния между лопатками необходимо учитывать соответствующие увеличения выходного угла. Направляющие лопатки можно также рассчитывать по методу расчета несущих крыльев, как это было изложено в предыдущем разделе для рабочего колеса. Для полноты следует изложить оба способа.

1. Поток, конгруентный лопаткам. Применим обозначения, показанные на фиг. 215 (см. раздел 72). Как у рабочей лопатки, мы должны исключить из рассмотрения отклонение угла на входе вследствие влияния конечного числа лопаток (которое потребовало бы уменьшения входного угла α_4) благодаря действующему в обратном направлении сужению входа. Следовательно, коэффициент μ, применяемый для радиальных направляющих лопаток, примем равным 1 и определим входной угол наклона α_4 лопатки из формулы

$$\operatorname{tg}\alpha_4 = \operatorname{tg}\alpha_3 \frac{t_4}{t_4 - \sigma_4}, \tag{8.55}$$

причем, как правило, можно принять $\frac{t_4}{t_1 - \sigma_4} = 1$. При сильной кривизне направляющей лопатки, т. е. при низких и средних степенях реакции, введение коэффициента $\mu > 1$ дает вероятно, известные преимущества. Если поток выходит из направляющего аппарата без окружной составляющей скорости, к чему необходимо всегда стремиться у одноступенчатой конструкции и на последней ступени, то выходной угол α_s получается [с учетом требуемого увеличения угла согласно уравнению (8. 15)] из формулы

$$\operatorname{tg}\alpha_5 = -\frac{c_{5m}}{p_l \frac{r_2}{r_5} c_{3u}}, \tag{8.56}$$

где

$$p_l = \psi_l' \frac{r_5^2}{z_l S_l}. \tag{8.57}$$

Если r_s — радиус центра тяжести, e_l — развернутая длина линии тока, то в уравнении (8. 57) $S_l = r_s e_l$. Если образующие поверхности линий тока направлены точно по оси, то $r_s = r_5 = r$ и, следовательно,

$$\operatorname{tg}\alpha_5 = -\frac{1}{p_l}\operatorname{tg}\alpha_3; \qquad p_l = \psi_l' \frac{r}{z_l e_l}. \tag{8.57a}$$

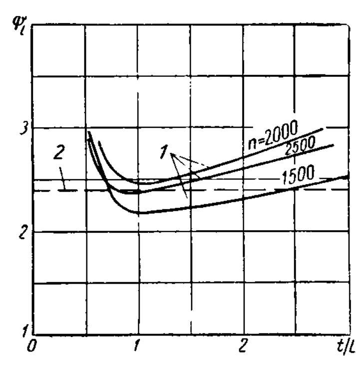
Дальнейший ход исследования будет понятен по числовому примеру, приведенному в следующем разделе.

Хольценбергер провел в Институте лопастных машин Высшей технической школы в Брауншвейге исследование величины коэффициента ψ_l' у одного осевого насоса с выходным направляющим аппаратом, причем направляющее колесо было установлено и качалось на подшипниках; при этом измерялся крутящий момент. Число направляющих лопаток, т. е. значение $\frac{t}{L}$, а также число оборотов рабочего колеса варьировались. Упомянутый автор получил при безударном входе кривые зависимостей значений ψ_l' от $\frac{t}{L}$; пара-

метром служило число оборотов рабочего колеса (фиг. 202). Из указанных опытов можно заключить, что для направляющего аппарата приближенно справедливо то же правило, которое было изложено в разделе 60 для рабочего колеса и мы можем написать

$$\psi_l' = 1{,}2\,(1 + \sin\alpha_5). \qquad (8.57б)$$

Отсюда следует, что в данном случае при $\alpha_5 \approx 90°$, величина $\psi_l' = 2{,}4$, что неплохо совпадает с приведенными экспериментальными данными. Большое влияние числа оборотов, как это видно на фиг. 22, вероятно, получилось из-за рассеяния в силу того обстоятельства, что уменьшение нагрузки определялось как малая разница двух величин одного порядка.



Фиг. 202. Коэффициент снижения передаваемой мощности для осевого направляющего колеса:

1 — сплошная линия — экспериментальные данные; 2 — пунктирная линия — согласно уравнению (8. 57б) раздела 67.

2. Расчет выходной направляющей лопатки, как несущего крыла.

Этот способ менее приемлем, чем изложенный выше, в особенности, когда поверхности линий токов не проходят точно параллельно оси. Однако для полноты следует рассмотреть этот способ. Крутящий момент, воспринимаемый направляющим колесом, при частичном потоке с малой радиальной шириной dr, когда $\Delta\,(rc_u) = r\,(c_{5u}' - c_{3u})$ — представляет изменение момента количества движения и равняется в соответствии с уравнением (3. 7а) раздела 17а

$$dM = zP\,dr\,r\sin(\alpha_\infty + \lambda) = \frac{\gamma}{g}\,dV r\,(c_{3u} - c_{5u}').$$

Если ввести значение P согласно уравнению (8. 42), то при $\cos\lambda = 1$, $dV = 2\pi r dr c_m$, $t = \frac{2\pi r}{z}$, после кратких преобразований получим

$$\zeta_a \frac{L}{t} = \frac{2c_m\,(c_{3u} - c_{5u}')}{c_\infty^2\,\sin(\alpha_\infty + \lambda)} \qquad (8.58)$$

или при $\lambda = 0$ и $c_\infty \sin\alpha_\infty = c_m$

$$\zeta_a \frac{L}{t} \approx \frac{2\,(c_{3u} - c_{5u}')}{c_\infty}. \qquad (8.58а)$$

Эти оба уравнения соответствуют выражениям, которые были применены к рабочему колесу [см. уравнения (8. 44) и (8. 46)].

Следовательно, они вновь предполагают постоянство скорости c_m. Как и в уравнениях (8. 45) и (8. 45а), имеем

$$c_\infty^2 = c_m^2 + \left(\frac{c_{3u} + c'_{5u}}{2}\right)^2; \tag{8. 59}$$

$$\operatorname{tg} \alpha_\infty = \frac{2c_m}{c_{3u} + c'_{5u}}. \tag{8. 60}$$

У одноступенчатых машин (без спирального кожуха) или на последней ступени имеем $c_{5u} = 0$, потому что здесь требуется вытекание потока без окружных составляющих скорости (случай 3 на фиг. 173).

Если одновременно отношение $\frac{c_{3u}}{u}$ очень мало, т. е. степень реакции высокая, то участие направляющего аппарата в создании давления подачи настолько мало, что оно компенсируется дополнительным трением о стенки направляющих лопаток и потерями на удар. Тогда можно отбросить направляющий аппарат или снабдить его меньшим числом лопаток. Подобные конструкции находят широкое применение в установках для подачи воды и для вентиляции. Отношение $\frac{t}{L}$ выбирается согласно тем же соображениям, которые были изложены для рабочего колеса (см. раздел 60).

Показанные на фиг. 173 формы лопаток направляющего аппарата могут быть применены: для многоступенчатых машин — случай I и III; для одноступенчатых машин — случай III. Однако часто рекомендуется также случай V для одноступенчатых машин, для которых необходим только входной направляющий аппарат, поскольку поток из рабочего колеса выходит без крутки (очевидно, здесь наблюдается обратный процесс течения, по сравнению с ветродвигателем на который ветер набегает перпендикулярно к колесу). Отметим следующие преимущества такого расположения направляющего аппарата перед рабочим колесом.

1. Направляющий аппарат работает только в ускоряющемся потоке. Вследствие этого, правда, наблюдается усиленное замедление в рабочем колесе; однако вследствие указанного выше отбрасывания пограничного слоя оно протекает с лучшим к. п. д., чем в случае неподвижного канала.

2. Вследствие падения давления во входном направляющем аппарате, последний работает как спрямляющая и выравнивающая поток решетка в значительной степени устраняя неравномерности, которые были обусловлены характером подвода жидкости.

3. Закручивание профиля у втулки рабочего колеса относительно вершины лопатки незначительно, потому что мала разница $\beta_3 - \beta_0$.

4. Диаметр втулки может быть сделан несколько меньше, следовательно, увеличивается пропускная способность.

Оба первых названных преимущества должны давать улучшенный к. п. д. по сравнению с к. п. д. при наличии выходного направляющего аппарата. Опыт, однако, не подтверждает указанный

вывод, в связи с наличием следующих недостатков, свойственных рассматриваемой схеме.

5. Повышенная относительная скорость входа на лопатку рабочего колеса вызывает увеличение потерь на трение и, что самое главное, увеличение числа Маха и повышенную опасность кавитации, что, в свою очередь, приводит к ухудшению поляры профиля.

6. Падение давления во входном направляющем аппарате, как уже упоминалось, должно быть восстановлено путем усиленного замедления потока в рабочем колесе. Но это означает не только двойное превращение скорости, но также увеличение относительного (по отношению к давлению перед рабочим колесом) давления в зазоре, которое становится даже больше напора. Отсюда усиливается осевое давление и, следовательно, трение в подшипниках.

7. Отсутствие удара позади колеса существует только в расчетной точке, но и здесь большей частью не по всей площади.

По этим соображениям изложенный способ применяется очень мало и почти неприменим вообще для водяных машин вследствие сильного возрастания опасности кавитации.

69. ЧИСЛОВОЙ ПРИМЕР РАСЧЕТА ОСЕВЫХ ЛОПАТОК ПО ТЕОРИИ ПОДЪЕМНЫХ СИЛ

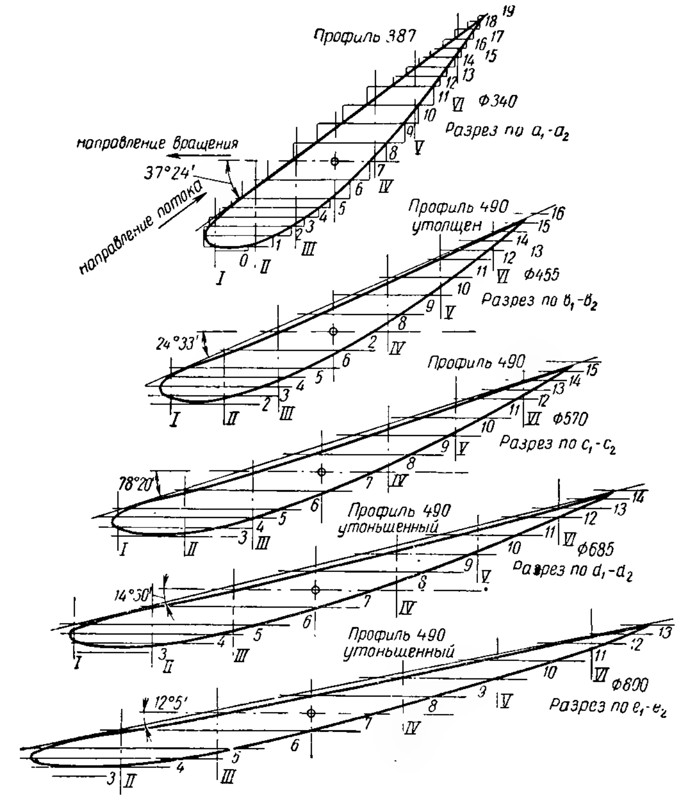
Требуется рассчитать колесо и направляющий аппарат осевого насоса. Конструкция изображена на фиг. 207, *а* при расходе 2*м³/сек*, напоре 4,0 *м* и скорости 600 об/мин.

а) **Рабочее колесо.** Удельное число оборотов получается согласно уравнению (4. 2) раздела 27 равным $n_q = 300$ ($n_s = 1100$), следовательно, соответствует средним условиям для осевого насоса. При $\beta_{0u} \approx 10°$, согласно фиг. 177 получаем, что наибольшее отношение между наружным диаметром колеса и диаметром втулки равняется приблизительно 3,5; выберем 2,4, чтобы получить достаточное расстояние между лопатками по внутреннему диаметру (на втулке) и иметь возможность рассматривать их как изолированные крыловые профили.

Максимально возможная высота всасывания $(H'_s)_{max}$ вычисляется при $S = 2{,}4$, $A - H_t = 9{,}4$, $k = 1 - \left(\frac{1}{2{,}4}\right)^2 = 0{,}826$.

Для учета потерь в зазоре и неточности расчета делается 10%-ная прибавка к расходу, так что $V' = 1{,}1 \cdot 2 = 2{,}2$ *м³/сек*. Меридиональная скорость $c_s = c_m = \varepsilon\sqrt{2gH}$; из уравнения (4. 16) раздела 29 следует, что коэффициент входной скорости $\varepsilon = 0{,}5$ до 1,1, но для перемещения воды целесообразно применить значение, близкое к нижнему пределу, т. е. $\varepsilon = 0{,}6$. Отсюда меридиональная скорость равняется 5,3 *м³/сек*. Наружный диаметр D_a, согласно равенству $V' = \left(\frac{\pi}{4}\right) D_a^2 \left[1 - \frac{1}{\left(\frac{D_a}{D_i}\right)^2}\right] c_m$, получается равным приблизительно 0,8 *м*.

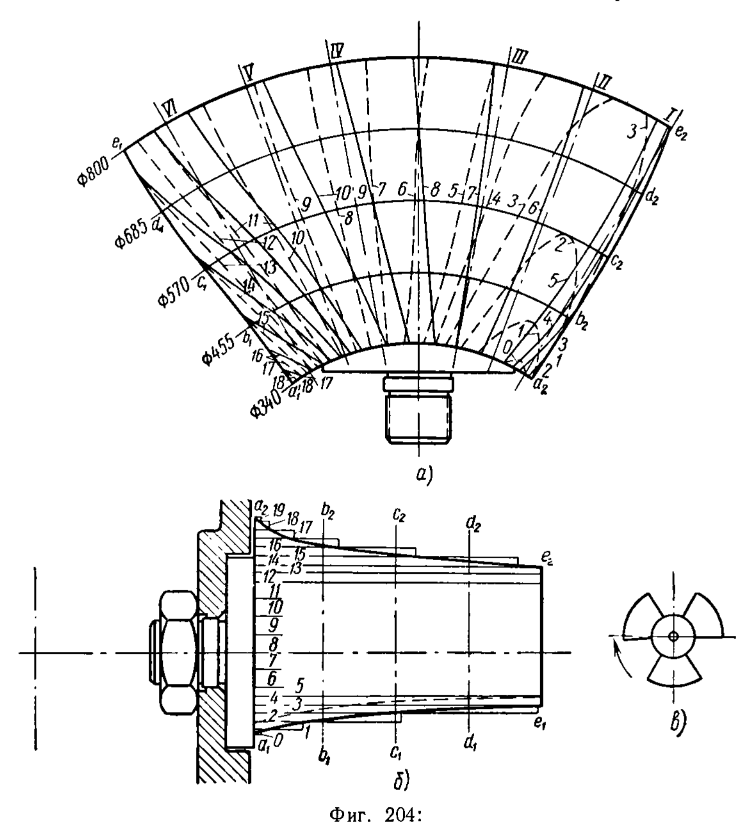
Выберем $D_a = 0{,}8$ *м*, $D_i = 0{,}34$ *м* и соответственно отношение диаметров $D_a : D_i = 2{,}34$. Отсюда $c_m = 5{,}34$ *м/сек*. Если для всех цилиндрических сечений $\eta_h = 0{,}86$, то повсюду будем иметь $H_{th} = 4/0{,}86 = 4{,}65$ *м*. Лопатки можно определить с помощью пяти цилиндрических сечений a_1a_2 до e_1e_2 на одинаковом радиальном



Фиг. 203. Развертка лопатки по цилиндрическим сечениям a_1a_2 до e_1e_2.

расстоянии одно от другого согласно фиг. 204, *а*; их расчет производится табличным способом. При отсутствии входного направляющего аппарата в уравнении (8. 45) и (8. 45а) скорость $c_{0u} = 0$. Значения $\frac{t}{L}$, начиная с величины, подходящей для удобного размещения лопаток на втулке, непрерывно изменяются вдоль радиуса так, чтобы кромки лопаток также изменялись непрерывно; в особенности важно, чтобы получаемые отсюда значения коэффициента ζ_a сильно уменьшались бы к периферии. Последнее необходимо для того, чтобы

$\Delta h'$ не слишком сильно возрастало, а также потому, что желательно иметь по соображениям прочности в корневых сечениях лопатки толстые профили, а по гидравлическим соображениям — снаружи тонкие и длинные профили. Чем выше берется отношение $\frac{t}{L}$, тем толще может быть профиль, конечно в известных пределах. Оба



Фиг. 204:

а — модельные сечения *1*—*19*; *б* — цилиндрические проекции; *в* — общий вид пропеллерного насоса согласно числовому примеру раздела 69.

выбранные профили № 387 и 490 принадлежат к упомянутому в пункте 2 ряду (см. предыдущий раздел), которые расположены согласно уравнению (8. 39а). Для профиля 2, 4 и 5 следует ординаты профиля 490 умножить на числовой коэффициент, который определяется из отношения величин $\frac{y_{max}}{L}$ (в настоящее время предпочитают применять профиль с большим смещением максимальной толщины назад [243]. Названное отношение берется по соответ-

ствующей выбранной кривой с принятием постоянных значений профиля № 387 и значений нормального профиля № 490, примененных к третьему сечению, причем таким образом, чтобы можно было получить наиболее благопрнятный угол атаки δ. При расчете L и y_{max} в основу было положено число лопаток $z = 3$. Значения λ, получаемые при контрольном расчете, находятся в удовлетворительном соответствии с предварительно принятыми значениями. Но также допустимо рассчитывать при $\lambda = 0$, т. е. согласно уравнению (8. 46а).

Падение давления Δh в табл. 15 вместе с уравнением (5. 25) раздела 38 показывает, что насос обладает высотой всасывания в соответствии с рассчнтанным выше значением $(H'_s)_{max}$.

В трех нижних строчках таблицы приведен также расчет лопаточного к. п. д. η_s, который совершенно незначительно изменяется по отдельным сечениям, так что оправдано предположение о постоянстве к. п. д. и становится излишним вводить поправку, как об этом сообщалось в разделе 55 [660].

Коэффициент давления вычисляется по равенству $\psi = 2g \cdot 4/25{,}14^2 = 0{,}124$, следовательно, очень мал по сравнению с соответствующими значениями для тихоходных осевых колес (см. пример, приведенный в разделе 63) и максимально возможным значением по уравнению (8. 14а) раздела 61.

Ввиду того, что $k_0 = 0$, осевое давление составляет согласно уравнению (8. 22),

$$A = \gamma \pi H \left[r_a^2 - \frac{gH_{th}}{\omega^2} \left(\ln \frac{r_a}{r_i} + \frac{1}{2} \right) \right] = 1810 \text{ кг}.$$

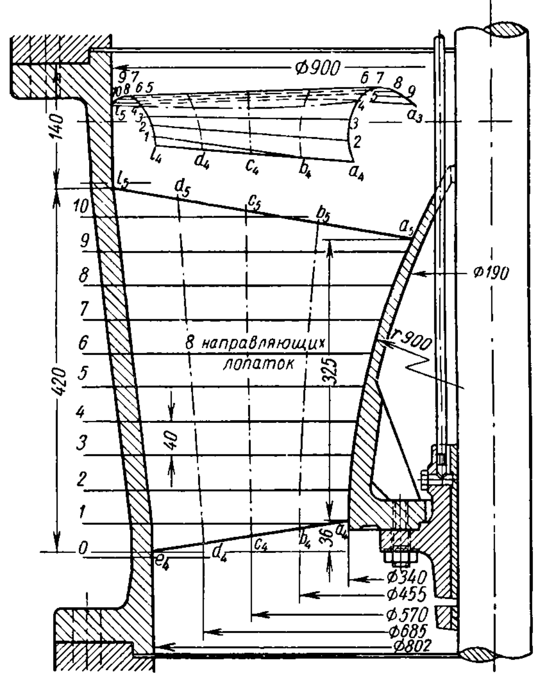
Осевая нагрузка лопасти рассчитывается по уравнению (8. 23) при $\rho = r_i$ и равняется $\Delta A_1 = 495$ *кг*. Согласно уравнению (8. 23а) ее результирующая действует на расстоянии $x_{sa} = 130$ *мм* от втулки. Суммарное окружное усилие согласно уравнению (8. 24) составляет на каждую лопасть $\Delta U = 1000 \cdot \frac{60}{3 \cdot 60} \cdot 5{,}34 \cdot 4{,}65 \ (0{,}4 - 0{,}17) = 190$ *кг* и согласно уравнению (8. 25) действует на расстоянии от втулки $x_{su} = 0{,}5 \cdot (400 - 170) = 115$ *мм*. Согласно этому следует вычислить изгибающее напряжение лопатки. Центробежными силами у водяных насосов, как правило, пренебрегают. На фиг. 204, *а* показана лопатка с помощью модельных сечений, которые были определены на основании указанной на фиг. 203 развертки цилиндрических сечений a_1a_2 до e_1e_2 с использованием осевых сечений I—VI; это создает облегчение в производстве в случае больших размеров. Для малых конструкций обычно непосредственно пользуются цилиндрическими сечениями фиг. 204.

б) Направляющий аппарат (см. фиг. 205, 206, 207). Рассмотрим те же поверхности линий тока, что у рабочего колеса. Их пересечение с поверхностями лопаток a_4a_5, b_4b_5 и др. построены, исходя из предположения постоянной меридиональной скорости, в плоскости, перпендикулярной оси, после того как были определены наружные и внутренние стенки направляющего аппарата, дающие непрерывный переход к требуемому выходному отверстию. Выходная кромка

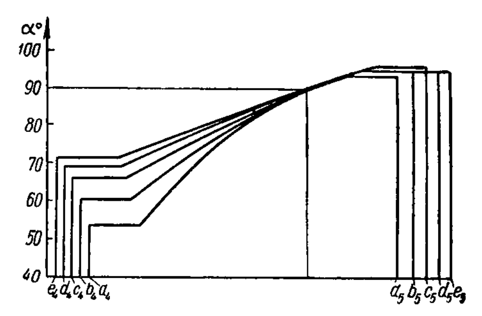
Расчет прсфиля лопатки

Параметр	Размерность	Диаметр D в *мм*				
		440	455	570	685	800
$u = \frac{\pi D n}{60}$	*м/сек*	10,68	14,30	17,91	21,52	25,14
$c_{3u} = \frac{gH_{th}}{u}$	*м/сек*	4,27	3,19	2,545	2,12	1,815
w_∞^2 [по ур. (8. 45)]	$м^2/сек^2$	101,45	191,0	296	448	608
$\operatorname{tg} \beta_\infty$ по [ур.(8.45а)]		0,625	0,419	0,3205	0,261	0,220
β_∞		32°0′	22°44′	17°46′	14°40′	12°25′
λ (ориентировочно)		1°	1°	1°	1°	1°
$\zeta_a \frac{L}{t}$ [по ур. (8. 44)]		0,826	0,442	0,286	0,1873	0,1376
$t : L$ (задается)		1,36	1,6	1,66	1,72	1,78
$\zeta_a = \left(\frac{\zeta_a L}{t}\right)\left(\frac{t}{L}\right)$		1,123	0,709	0,775	0,323	0,245
$\Delta h' = \Delta h$ [по ур. (8. 47)]	*м*	7,98	9,44	9,8	10,1	10,4
Номер профиля (фиг. 191)		387	490 утолщ.	490	490 сужен.	490 сужен.
$\frac{y_{max}}{L}$		0.1505 (по табл. 14)	0,1235 интерпол.	0,0960 (по табл. 14)	0 0768 экстрапол.	0,0628 экстрапол.
$\operatorname{tg} \lambda = \zeta_w/\zeta_a$ [по фиг. 189]* или по ур. (8. 41)]		0,0160	0,0194	0,0178	0,0166	0,0158
λ (окончательно)		55′	1°4′	1°0′	58′	54′
δ по фиг. 190 или по ур. (8. 39а)*		5°24′	1°49′	34′	—10′	—20′
$\beta_\infty + \delta$		37°24′	24°33′	18°20′	14°30′	12°5′
$zL = \frac{\pi D}{\frac{t}{L}}$	*мм*	785	894	1075	1250	1410
$zy_{max} = zL\left(\frac{y_{max}}{L}\right)$	*мм*	118	110,65	103,3	95,95	88,6
Z_u [по ур. (8. 49б)]	*м*	0,129	0,216	0,252	0,326	0,347
Z_d [по ур. (8. 52)] при $\zeta_d = 0,2$	*м*	0,186	0,104	0,066	0,046	0,034
η_s[по ур. (8. 52а)]		0,93	0,93	0,93	0,93	0,925

* Фиг. 189 можно непосредственно использовать только для таких профилей, которые не толще и не тоньше по сравнению с табличными размерами.



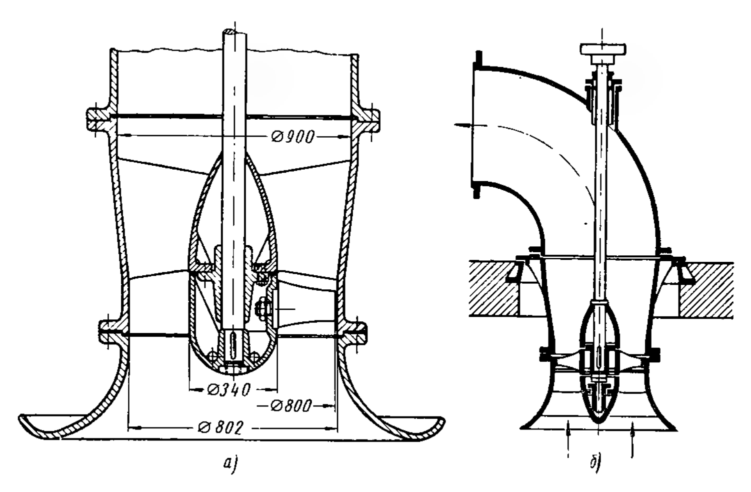
Фиг. 205. Направляющий аппарат для пропеллерного насоса. Наверху — меридиональный разрез с модельными сечениями в средней плоскости лопатки.



Фиг. 206. Развертка линий тока. Изменения угла наклона лопатки α для пяти линий тока.

выбрана так, чтобы для внешних струй имелся бы несколько больший путь в меридиональном сечении, чем для внутренних, учитывая больший шаг лопаток.

Лопатка рассчитывается согласно разделу 68, причем толщина лопатки повсюду берется равной $s_4 = 10$ *мм*, а число лопаток $z_l = 8$ (следовательно, меньше чем в уравнении (8. 8) раздела 60, при α вместо β). Входной угол α_4 и выходной угол α_5 определяются по табл. 16.



Фиг. 207:

а — сечение пропеллерного насоса для числового примера (см. текст); *б* — пропеллерный насос без направляющего аппарата.

Линии тока затем вычисляются по точкам с помощью уравненения (9. 22) раздела 73 и составляются таблицы, исходя из изменения угла лопатки α в соответствии с фиг. 206. С помощью проекции, показанной на фиг. 205, определяются модельные сечения *1—10*. Интервалы Δx на линиях тока при расчете целесообразно приравнять отрезкам между модельными сечениями, потому что тогда точные модельные сечения непосредственно получаются в плане. Переход линий α (на фиг. 206) через 90° производится в одном и том же модельном сечении, что значительно облегчает производство.

Вследствие высокой степени реакции у подобного насоса был бы оправдан вопрос об отказе от направляющего аппарата. В этом случае конструкция должна быть изменена согласно фиг. 207, *б*, т. е. подшипник установлен перед рабочим колесом. Во всяком случае у подобных насосов направляющие лопатки нагружены слабо и потому они должны быть расположены достаточно широко, чтобы трение о стенки не погасило незначительного улучшения, создаваемого ими.

Углы на входе и выходе

	Размерность	Линии тока				
		a_4a_5	b_4b_5	c_4c_5	d_4d_5	e_4e_5
$\text{tg}\,\alpha_3 = \frac{c_m}{c_{3u}}$		1,25	1,67	2,18	2,52	2,94
$\frac{t_4}{(t_4 - \sigma_4)}$ (ориент.)		1,08	1,06	1,05	1,04	1,03
$\text{tg}\,\alpha_4$ [по ур. (8. 55)]		1,351	1,77	2,29	2,62	3,03
α_4		53°30′	60°30′	66°25′	69°8′	71°45′
$t_4 = \frac{\pi D}{z_l}$	*мм*	133,5	178,5	223,5	268,5	314,0
$\sigma_4 = \frac{s_4}{\sin \alpha_4}$	„	12,45	11,50	10,9	10,71	10,52
$\frac{t_4}{(t_4 - \sigma_4)}$ (повторно)		1,10	1,068	1,05	1,045	1,034
α_4		54°	60°40′	66°25′	69,13′	71°48′
r_2 (по чертежу)	„	170	227,5	285	342,5	400
r_5 (по чертежу)	„	95	205	290	372	450
r_s (по чертежу)	„	144	220	289	358	425
e_l (по чертежу)	„	340	356	378	402	425
$S_l = r_s e_l$	$м^2$	0,049	0,0784	0,109	0,144	0,182
p_l [по ур. (8. 57) при $\psi_l = 2,4$]		0,0553	0,1453	0,2315	0,2883	0,3338
c_{5m}	*м/сек*	3,74	3,68	3,62	3,57	3,54
$\text{tg}\,\alpha_5$ [по ур. (8. 56)]		—8,851	—7,154	—6,252	—6,344	—6,573
α_5	град.	96,44	97,96	99,09	98,96	98,65

Вследствие уменьшенной реакции участка лопатки, примыкающего к втулке, применяются также направляющие аппараты [275], которые перекрывают только участок колеса у втулки.

ГЛАВА IX

НАПРАВЛЯЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

70. НАЗНАЧЕНИЕ НАПРАВЛЯЮЩЕГО АППАРАТА У ВСЕХ НАСОСОВ

Направляющий аппарат должен превратить в давление энергию скорости позади рабочего колеса. Если неравномерности на выходе колеса, обусловленные конечным числом лопаток, выравнены, что должно происходить на небольшом расстоянии от колеса, то у радиального колеса создается однородный поток с вихреисточником. Последний при постоянной ширине радиальной полости вращения перемещается по логарифмическим спиралям с выходным углом колеса α_3. Если бы течение выравнивалось уже на окружности колеса, то там создалась бы скорость

$$c_3 = \sqrt{c_{3u}^2 + c_{3m}^2}, \tag{9. 1}$$

где $c_{3u} = c'_{2m}$ определяется по основному уравнению, т. е. при $\alpha_0 = 90°$ получаем

$$c_{3u} = \frac{gH_{th}}{u_2}, \tag{9. 2}$$

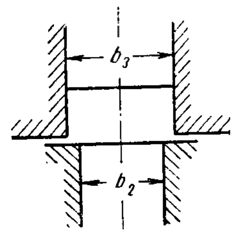
c_{3m} определяется из равенства

$$c_{3m} = \frac{V'}{\pi D_2 b_2} \tag{9. 3}$$

при этом незначительным влиянием потерь в зазоре пренебрегаем. В уравнение (9. 3) вводят для V' тот же расход, что и при расчете рабочего колеса, потому что потери в сальниковых уплотнениях и на общую компенсацию осевого давления сохраняются, а также еще и потому, что трудно учесть некоторую ненадежность расчета, например, влияние сужения входа направляющего аппарата.

Скорость c_3 должна быть превращена в давление, по возможности, без потерь. Как правило, при превращении выходной скорости в давление необходимо учесть, что составляющая скорости c_{3m} большей частью очень мала по сравнению со скоростью c_{3u} (сравниваются квадраты их значений), так что ее превращение в давление почти не играет роли. Следовательно, речь идет об использовании окружной скорости c_{3u}.

Замедление может происходить либо в расположенном по окружности венце из неподвижных направляющих лопаток, т. е. в лопаточном направляющем аппарате, или в безлопаточном кольцевом пространстве, т. е. в безлопаточном направляющем аппарате, или в спиральном кожухе, воздействие которого усиливается еще примыкающим к нему коническим расширяющимся патрубком. Получается, иначе говоря, направляющий аппарат, состоящий из одного канала. Во всех случаях для устранения удара у входных кромок направляющего аппарата его боковые стенки, представляющие продолжение стенок рабочего колеса, выполняются так, чтобы расстояние между ними (фиг. 208) равнялось $b_3 = b_2 + 1$ до 2 *мм*. (9. 3а)



Фиг. 208. Расширение сечения за выходом из рабочего колеса.

Не приходится опасаться вредного влияния сделанного увеличения проходного сечения, потому что потери Карно, о которых только и может идти речь, должны вычисляться по меридиональной скорости и поэтому очень малы.

71. ЛОПАТОЧНЫЙ НАПРАВЛЯЮЩИЙ АППАРАТ

Зазор между окружностью рабочего колеса и направляющими лопатками выполняется для водяных и газовых машин различным. У центробежных водяных насосов этот зазор делают возможно малым, лишь бы посторонние частицы могли пройти без повреждения лопаток. Этот зазор неблагоприятно влияет в основном на к. п. д., хотя он и представляет зону для выравнивания неравномерности поля скоростей, создаваемого рабочими лопатками, потому что путь трения удлиняется как раз в местах наибольшей скорости. Это удлинение становится тем более заметным, чем меньше угол наклона α_3 траектории потока. У водяных насосов с лопаточным направляющим аппаратом почти всегда делается малый угол α_3. Поэтому следует это расстояние уменьшить до целесообразного размера, обеспечивающего надежность эксплуатации. Эти выводы подтверждаются опытом.

У центробежных компрессоров, у которых направляющие лопатки применяются реже, положение создается несколько иное; с одной стороны, в большинстве случае углы наклона α_3 больше (не менее 15°), с другой стороны, малые расстояния создают неприятный свистящий звук, так как рабочие лопатки, проходя мимо кромок направляющих лопаток, создают большие колебания давления с очень высокой частотой [276].

В этом случае, как правило, зазор выполняют большим, примерно с радиальной протяженностью $\frac{D_2}{10}$, хотя это связано с некоторыми гидравлическими потерями. Когда первостепенное значение имеют малые размеры компрессора, или шум компрессора не играет роли, принимаются значительно меньшие расстояния.

При отсутствии трения и при параллельных боковых стенках абсолютные траектории после выхода из рабочего колеса образуют, согласно разделу 11, п. б, логарифмические спирали, у которых угол наклона α_3 относительно окружности определяется по формуле

$$\operatorname{tg} \alpha_3 = \frac{c_{3m}}{c_{3u}}, \tag{9. 4}$$

c_{3u} и c_{3m} определяются формулами (9. 2) и (9. 3), причем не учитывается влияние расширения на c_{3m}, обусловленное равенством (9. 3а). Вследствие конечной толщины s_4 направляющих лопаток и обусловленного этим коэффициента сужения $\frac{t_4}{t_4 - \sigma_4}$, а кроме того, и вследствие сужения струй происходит рост меридиональной скорости позади входных кромок направляющих лопаток, что необходимо учесть соответствующим увеличением входного угла α_4 лопатки. Последний определяется при малом промежуточном пространстве между рабочими и направляющими лопатками по формуле

$$\operatorname{tg} \alpha_4 = \mu \operatorname{tg} \alpha_3 \frac{t_4}{t_4 - \sigma_4}, \tag{9. 5}$$

где при диаметре D_4 окружности носков направляющих лопаток и при числе направляющих лопаток z_l имеем

$$t_4 = \frac{\pi D_4}{z_l}, \quad \sigma_4 = \frac{s_4}{\sin \alpha_4}. \tag{9. 5а}$$

μ представляет эмпирический коэффициент, который учитывает:

1) невыравненное направление скорости вследствие конечного числа лопаток, 2) обратные потоки в рабочем колесе (см. фиг. 59) и 3) поджатие потока при входе. На основании имеющейся [277] практики этот коэффициент следует считать равным

$$\mu = 1{,}20 \div 1{,}80. \tag{9. 6}$$

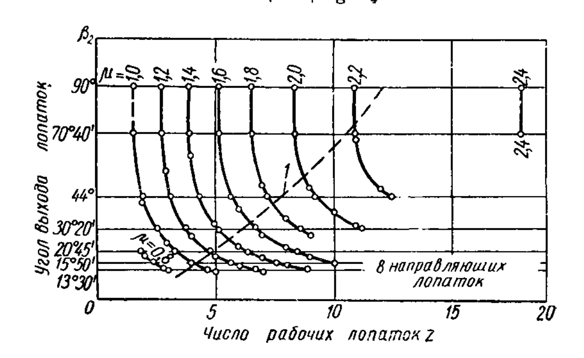
На фиг. 209 приведены кривые значений μ, полученных Ханзеном, из которых можно видеть большую зависимость от числа и выходного угла β_2 рабочих лопаток [1]:

---

[1] Возникает вопрос, почему не был введен такой же коэффициент сужения для рабочих лопаток? Во-первых, для рабочего колеса поток на входе является более упорядоченным. Далее, при неподвижных направляющих лопатках существует, как показал Шрадер (фиг. 211), сильный обратный поток пограничного слоя, начиная с самого входа, что делает понятным обмен импульсов по периферии рабочего колеса. У рабочего колеса почти совсем отсутствуют эти обратные потоки, потому что пограничный слой подвергается там более высоким центробежным силам, чем основной поток, при этом часто действительная всасывающая способность больше, чем это соответствует потоку при безударном входе (вследствие повышения скорости, обусловленной перепадом давления на лопатке); к. п. д. при преобразовании скорости в давление также лучше у рабочего, чем у направляющего колеса. Несмотря на все вышесказанное, у тихоходных центробежных насосов все же в ряде случаев оказалось целесообразным сделать известную накидку на величину входного угла.

Коэффициентом сужения $\frac{t_4}{t_4 - \sigma_4}$ сначала задаются так же, как и при расчете рабочих лопаток. Последующая проверка, однако, имеет меньшее значение, чем при расчете рабочего колеса, принимая во внимание более широкий диапазон допустимых значений.

Можно обойтись без предварительного назначения коэффициента сужения, если в уравнении (9. 5) ввести значение σ_4 из уравнения (9. 5а) и, кроме того, $\cos\alpha_4 = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_4}}$.



Фиг. 209. Линия одинаковых числовых значений μ для режима безударного входа (определена из испытаний насоса при расходе, приблизительно равном 14 *л/сек*):

1 — линия при обычном числе лопаток.

Тогда получается квадратное уравнение для $\operatorname{tg} \alpha_4$, из которого следует

$$\operatorname{tg} \alpha_4 = \frac{\mu \operatorname{tg} \alpha_3 + \left(\frac{s_4}{t_4}\right) \sqrt{1 + \mu^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_3 - \left(\frac{s_4}{t_4}\right)^2}}{1 - \left(\frac{s_4}{t_4}\right)^2}. \qquad (9.5б)$$

Отрицательный член под корнем и в знаменателе можно, как правило, отбросить и тогда получаем

$$\operatorname{tg} \alpha_4 = \mu \operatorname{tg} \alpha_3 + \frac{s_4}{t_4} \sqrt{1 + \mu^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_3}. \qquad (9.5в)$$

Если мы хотим, чтобы свободное течение сохранилось вплоть до достижения входного сечения *BC* (фиг. 210), то при параллельных боковых стенках [1] очертание входа *AC* направляющей лопатки должно быть выполнено в виде логарифмической спирали; уравне-

[1] При произвольных очертаниях боковых стенок форма направляющих лопаток, не оказывающих воздействия на поток, совпадает с формой обечайки спирального кожуха, рассмотренной в следующем разделе.

ние этой логарифмической спирали имеет вид (см. также уравнение (9. 22) в следующем разделе 73, согласно которому $\alpha = \alpha_4$)

$$\varphi^\circ = \frac{180 \ln \frac{r}{r_4}}{\pi \operatorname{tg} \alpha_4}$$

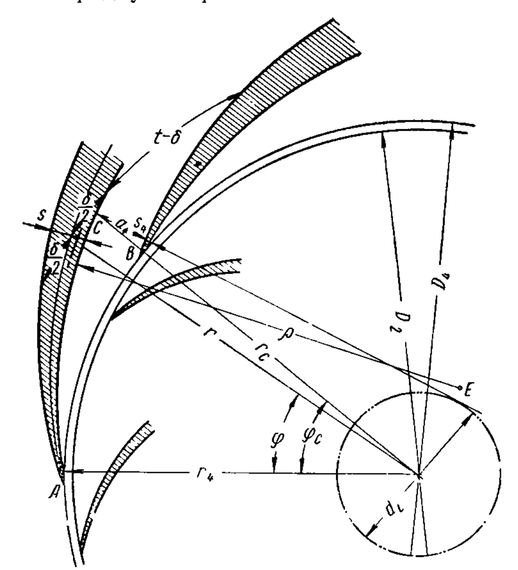
или при замене натурального логарифма на десятичный получаем

$$\varphi^\circ = 132 \frac{\lg \frac{r}{r_4}}{\operatorname{tg} \alpha_4}. \qquad (9.\ 7)$$

Если в формуле (9. 7) определить конечную точку C входа или соседнюю точку (см. фиг. 210), то можно [278] с хорошим приближением заменить спираль на окружность с радиусом

$$\rho = (r_4 + r_c) \frac{1}{2 \cos \alpha_4}, \qquad (9.\ 7а)$$

если r_c означает радиус второй точки.



Фиг. 210. Входной участок АС лопатки направляющего аппарата. Логарифмическая спираль.

Можно также определить точные координаты промежуточной точки F, если взять среднегеометрическое значение из r_4, r_C, т. е. $r_f = \sqrt{r_4 r_C}$ и среднеарифметическое значений углов, т. е.

$$\varphi_f = \frac{1}{2}(0 + \varphi_C) = \frac{1}{2} \varphi_C.$$

Повторным применением этого способа можно получить любое количество точек. Если входной участок очерчен в виде логарифмической спирали, то образуется вход шириной a_4 согласно уравнению

$$a_4 + s_4 = \frac{r_4}{\cos\alpha_4}\left(e^{\frac{\pi}{z_l}\sin 2\alpha_4} - 1\right). \tag{9.8}$$

Ввиду того что в этом уравнении показатель степени у e всегда значительно меньше 1, можно с достаточной точностью заменить

$$e^x = 1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} = 1 + x\left(1 + \frac{x}{2}\right),$$

отсюда

$$a_4 + s_4 = \frac{D_4\pi\sin\alpha_4}{z_l}\left(1 + \frac{\pi\sin 2\alpha_4}{2z_l}\right). \tag{9. 8a}$$

Необходимо обратить внимание на обеспечение практического осуществления этой ширины входа a_4. Правильная ширина входа a_4 имеет большее значение для достижения хорошего к. п. д., чем входной угол α_4, как это показали эксперименты на поворотных направляющих лопатках различных очертаний. Поэтому не возникает каких-либо сомнений в целесообразности отказаться от очертания входа в виде логарифмической спирали и применить более выправленное или даже прямолинейное очертание входного участка направляющих лопаток. Увеличение начального угла выше значения α_4, которое соответствует у логарифмической спирали ширине входа a_4, оказалось неблагоприятным. В противоположность этому, уменьшение начального угла не вызывает ухудшения, естественно, при сохранении расчетной ширины входа. Упомянутые опыты дали при прямолинейном входе даже бо́льшую стабильность напорной характеристики, чем при криволинейном входе; поэтому сомнительно, следует ли в дальнейшем считать логарифмическую спираль нормальной формой входного участка лопатки направляющего аппарата. Из этих соображений следует также, что не следует рекомендовать ранее применённую эвольвенту, так как ей соответствует угол наклона, уменьшающийся к периферии.

При применении эвольвенты хотя и сохраняется правильный начальный наклон лопатки, но, наряду с упомянутыми выше недостатками, следует учесть еще слишком малую ширину входа a_4, которая определяется из уравнения (9. 8a) после отбрасывания второго члена в скобках.

Толщина лопатки s_4 сравнительно мала и ее можно принять равной от 1 до 4 *мм*.

Для преобразования скорости в давление квадратное сечение входа в направляющие каналы, как правило, более благоприятно, чем прямоугольное. Из этого обстоятельства можно получить исходные данные для оценки оптимального количества направляющих лопаток z_l, если приравнять $a_4 \approx b_3$. Так как $a_4 + s_4 \approx \frac{\pi D_4 \sin\alpha_4}{z_l}$, следовательно, $a_4 \approx \frac{\pi D_4 \sin\alpha_4}{z_l} - s_4 - b_3$,

то

$$z_l = \frac{\pi D_4}{b_3 + s_4} \sin \alpha_4. \qquad (9.9)$$

Это выражение, строго говоря, дает максимальное значение z_l и поэтому может быть использовано только для ориентировки. Вследствие неравенства скоростей в интервале между двумя соседними концами рабочих лопаток, рекомендуется выбирать число направляющих лопаток ненамного больше, чем число рабочих лопаток. Следовательно, рабочий канал не должен перекрывать несколько направляющих каналов [279].

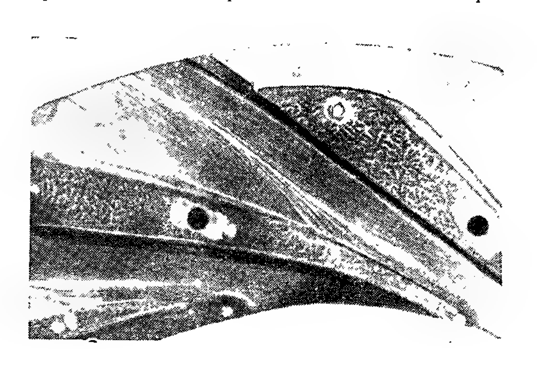
Насосы с лопаточными направляющими аппаратами большей частью являются многоступенчатыми и необходимые стяжные болты корпуса часто проходят через направляющие лопатки, в этих случаях решающее влияние имеет потребное количество стяжных болтов в корпусе, которое, в свою очередь, зависит от формы всасывающих и нагнетательных патрубков (см. фиг. 158 и 216).

У центробежных насосов большей частью делается больше направляющих лопаток, чем это следует из уравнения (9.9), так как благодаря этому уменьшается ранее упомянутый свистящий шум, а в случае внутреннего охлаждения увеличиваются поверхности охлаждения.

Справедливость иногда применяемого правила, что число направляющих и рабочих лопаток не должно иметь общего множителя, не подтверждается практикой. Малое число направляющих лопаток уменьшает трение, но увеличивает угол расширения направляющего канала, если лопатки позади не утолщены и поэтому применимо только тогда, когда α_3 очень мал или длина канала в меридиональном сечении может быть большой. При проектировании формы направляющего канала между входным сечением BC и выходом необходимо принимать во внимание соображения раздела 13, п. б. Параллельное протекание стенок входного сечения достигается путем скругления вершин лопаток. Резкое заострение, по-видимому, увеличивает мощность, потребляемую насосом при нулевой подаче. Расширение сечения должно быть плавным и непрерывным, а угол расширения не должен превышать допустимого предела значения ни в одном участке продольного разреза.

На фиг. 211 показана картина течения в пограничном слое направляющего канала при нормальном потоке, полученная Шрадером с помощью нанесения красок на обтекаемые поверхности. Угол расширения составлял 20° при 12 направляющих лопатках, несмотря на значительное утолщение выходного конца. На этой фигуре видно, что поток прилегает к лопатке вдоль всей ее длины только на нижней (на всасывающей) стороне, на верхней (напорной) стороне лопатки очевидно нет сквозного течения в пограничном слое, вследствие чего там, по-видимому, создается раширенное мертвое пространство. Таким образом, при таком расширении стенок канала поток не следует более за ними. Последующий расчет меридиональной скорости c_{5m} на выходе из направляющего канала (в связи с сужением потока

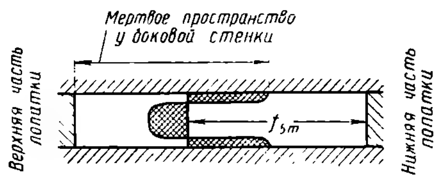
на выходе, причем она определялась по крутящему моменту, воспринимаемому направляющим колесом), показал, что действительно нагруженное потоком сечение в направляющем канале больше, чем это можно определить по картине течения в пограничном слое.



Фиг. 211. Образование мертвого пространства в направляющем канале при нормальном (расчетном) расходе.

На фиг. 212 показано сечение f_{3m}, перпендикулярное к скорости c_5, вместе с вытекающим из него действительным полем скоростей потока.

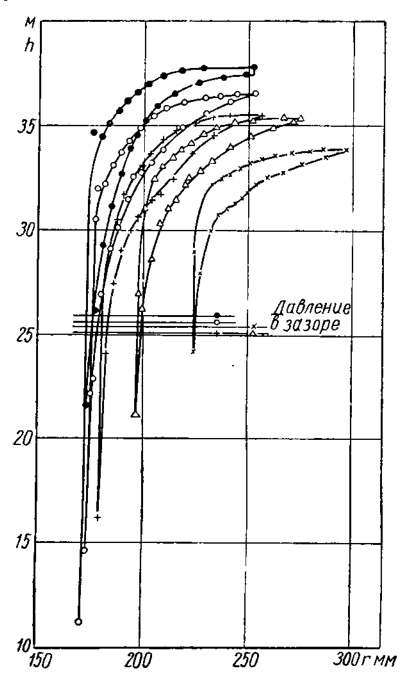
По возможности, следует избегать изменения направления потока после входного сечения. В случае воздушной машины следует учесть, что максимально допустимый угол расширения уменьшается при более высоком числе Маха, согласно уравнению (2. 61) раздела 14. Изучение работы нагнетателей для наддува авиамоторов показало [280] что «недействующая» направляющая лопатка при больших радиальных размерах может привести даже к улучшению высоты напора и к. п. д. по сравнению с безлопаточным направляющим аппаратом. Ширину b лучше всего оставлять неизменной. Ее увеличение к периферии оказалось вредным согласно опытам Шрамека (эти опыты были проведены в Институте лопаточных машин Высшей технической школы в Брауншвейге).



Фиг. 212. Распределение мертвого пространства (согласно фиг. 211) по сечению выхода направляющего канала.

Необходимо обратить внимание на то, что механизм замедления потока заметно отличается от замедления в обычном неподвижном канале. Измерения Шрадера распределения давления вдоль направляющей лопатки привели к исключительным результатам, а именно,

что бо̀льшая часть прироста давления создается в косом срезе входа направляющего участка канала. На фиг. 213 показаны кривые распределения давления в зависимости от радиуса, полученные Шрадером, при нормальном расходе при различных зазорах $r_4 - r_2$, причем $r_2 = 170$ *мм*. Можно видеть, что сильный прирост наблюдается прежде всего при малых зазорах. Подобные скачки давления наблюдаются также в прямых, вертикально срезанных расширяющихся каналах, если втекающие струи не полностью заполняют начальные сечения. Они обусловлены отчасти введением коэффициента μ в уравнении (9. 5), т. е. увеличением входного сечения. В рассматриваемом случае упомянутое явление вызвано также обменом импульсов по периферии канала; это следует также из того, что оно наблюдается, правда, в меньшей степени, даже у гладкого безлопаточного диффузора. Далее было установлено, что повышение давления тем сильнее концентрируется в косом срезе, чем меньше подача насоса по отношению к номиналу. Носки направляющих лопаток необходимо сделать доступными для обработки, так как именно в этом месте скорости в насосе достигают наибольших значений. Носки лопаток высококачественных водяных насосов делаются большей частью из бронзы; для малых насосов с диаметром рабочего колеса до 125 *мм* в последнее время — также из пластмассы.



Фиг. 213 Распределение давления вдоль направляющей лопатки при нормальном расходе и различном входном диаметре D_4. Обозначения:

Лопатка	n = 1520			
	a	D_4	Q	Q/Qst
	в *мм*	в *мм*	в *л/сек*	
●	21	342	37,2	0,93
○	21	346	39,7	0,99
+	21	358	40,3	1,01
△	25	394	40,3	1,01
×	30	448	41,0	1,02

$Q_{st} = 40$ *л/сек.*

71а. ЧИСЛОВЫЕ ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА НАПРАВЛЯЮЩИХ ЛОПАТОК

а) Направляющий аппарат для питательного насоса, рассмотренного в разделе 50. По числовым данным упомянутого примера согласно уравнению (9. 2) можно вычислить: $c_{3u} = g \cdot 85{,}0/36{,}65 =$

$= 22{,}8$ *м/сек*; согласно уравнению (9. 3) $c_{3m} = 0{,}026/(\pi 0{,}25 \cdot 0{,}012) = 2{,}76$ *м/сек*; следовательно, $\operatorname{tg}\alpha_3 = 2{,}76/22{,}8 = 0{,}1211$. При $\mu = 1{,}2$, $\frac{t_4}{t_4 - \sigma_4} = 1{,}11$ уравнение (9. 5) дает $\operatorname{tg}\alpha_4 = 1{,}2 \cdot 0{,}1211 \cdot 1{,}11 = 0{,}1620$; соответственно $\alpha_4 = 9°10'$. Вход спрофилирован в виде логарифмической спирали или лучше так, чтобы наклон начинался у вершины с α_3 и была выдержана ширина входа, рассчитанная по уравнению (9. 8) по углу α_4.

б) направляющий аппарат воздуходувки. Уменьшение объема в радиальном рабочем колесе приобретает значение только при высоте напора H больше 2500 *м*. К сказанному в разделе 46 следует добавить, что соответствующая неточность покрывается ориентировочной оценкой коэффициента μ и обусловленной этим приближенностью расчета. Поэтому расчет ничем не отличается от предыдущего расчета при напоре менее 2500 *м*. Можно, правда, учесть, что большой зазор между рабочим колесом и направляющим аппаратом, а именно $\frac{1}{2}(D_4 - D_2) = r_4 - r_2$ создает заметное торможение окружной составляющей скорости вследствие трения о стенки и тем самым увеличение угла наклона линий тока с α_3 до α_4', который согласно уравнению (2. 49) раздела 13 получается из выражений

$$b_4 \operatorname{tg}\alpha_4' - b_3 \operatorname{tg}\alpha_3 = \frac{\lambda}{4}(r_4 - r_2)$$

или

$$\operatorname{tg}\alpha_4' = \frac{b_3}{b_4}\operatorname{tg}\alpha_3 + \frac{\lambda}{4b_4}(r_4 - r_2), \tag{9. 10}$$

где $\lambda \approx 0{,}04$. Отсюда определяется угол входа направляющей лопатки α_4.

$$\operatorname{tg}\alpha_4 = \mu \operatorname{tg}\alpha_4' \frac{t_4}{t_4 - \sigma_4}. \tag{9. 11}$$

Для рабочего колеса воздуходувки, рассчитанного в разделе 50, имеем

$$\operatorname{tg}\alpha_3 = \frac{c_{3m}}{c_{3u}} = \frac{47{,}3}{119} = 0{,}397, \quad r_4 - r_2 = \frac{D_2}{10} = 86 \text{ мм}.$$

Следовательно, при $\lambda = 0{,}04$, $b_3 = b_4 = b_2 + 2 = 48{,}5$ *мм*

$$\operatorname{tg}\alpha_4' = \operatorname{tg}\alpha_3 + \frac{\lambda}{4b_4}(r_4 - r_2) = 0{,}397 + \frac{0{,}04 \cdot 86}{4 \cdot 48{,}5} = 0{,}415$$

и при $\mu = 1{,}2$ $\frac{t_4}{(t_4 - \sigma_4)} \approx 1{,}06$ имеем $\operatorname{tg}\alpha_4 = 1{,}2 \cdot 0{,}415 \cdot 1{,}06 = 0{,}528$; $\alpha_4 = 27°50'$.

Ориентировочно принятый в начале расчета коэффициент сужения можно дополнительно проверить на основании выбранного числа направляющих лопаток.

Ввиду того что число лопаток, как правило, очень большое, можно отказаться от достаточно условных очертаний входа по лога-

рифмической спирали и проложить прямую так, чтобы осуществить правильную по расчету ширину a_4 [согласно уравнению (9. 8а)]. В случае большого зазора между колесом и направляющим аппаратом угол α_3 должен быть не меньше 15°, чтобы путь трения по спиральной траектории не получился слишком длинным. После этого можно произвести подсчет соответствующего рабочего колеса.

Если на входе в межлопаточные каналы направляющего аппарата создается скорость, близкая к звуковой, чему соответствует число Маха $Ma = \frac{c_4}{a} > 0,7$, где $c_4 = c_3\left(\frac{D_2}{D_4}\right)$, то следует предпочесть установку безлопаточного направляющего аппарата. Последний вообще следует считать более благоприятным для воздушных машин вследствие увеличенного значения α_4, чем для водяных (см. раздел 75). У многоступенчатых конструкций получаются в этих случаях обратные направляющие лопатки вместо обычных направляющих лопаток.

72. УВЕЛИЧЕНИЕ УГЛА ВЫХОДА НАПРАВЛЯЮЩИХ ЛОПАТОК

Аналогично рабочим лопаткам, также у направляющих лопаток конечный шаг между ними создает необходимость увеличения угла выхода лопатки в направлении увеличения отклонения потока. В некоторых случаях необходимо знать это увеличение угла. Это создает также возможность увеличить шаг лопаток и тем самым уменьшить поверхность трения, а также удешевить производство. При этом играет роль только отклонение на выходе. Отклонение на входе не принимается в расчет по тем же соображениям, которые были изложены в случае рабочих лопаток, причем для направляющего аппарата они применимы в еще большей степени.

Ввиду того что механизм отклонения такой же, как и в случае рабочего колеса, о чем говорилось в разделах 18—21, можно применить здесь те же уравнения (3. 38) и (3. 40), если вместо работы лопатки ввести крутящий момент, который передается направляющими лопатками потоку при конечном и бесконечно большом их числе. Ввиду того что эти моменты пропорциональны изменению момента количества движения, то будем иметь

$$\Delta (rc_u)_\infty = \Delta (rc_u)\ (1 + p_l), \qquad (9.\ 12)$$

где

$$p_l = \frac{\psi_l' r_5^2}{z_l S_l}.$$

Здесь означает:

$\Delta (rc_u)_\infty$ — изменение момента количества движения rc_u выходящей жидкости по сравнению с втекающей жидкостью при бесконечно большом числе лопаток;

$\Delta (rc_u)$ — та же величина для действительного числа лопаток;

S_l — статический момент средней струи воды AB в меридиональном сечении (фиг. 214, *б*);

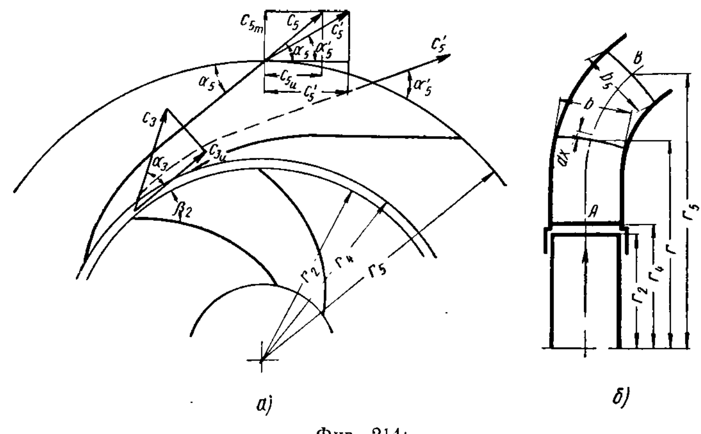
ψ_l' — эмпирический коэффициент.

Кроме того, индексы относятся:

3 — к состоянию ненарушенного течения позади рабочего колеса (см. фиг. 214, *а*);

4 — к условиям непосредственно после входа в направляющий аппарат;

5 — к течению в сечении выхода из направляющего аппарата, суженном вследствие толщины лопаток, причем предполагаются условия бесконечно большого числа лопаток, т. е. траектории конгруентны очертанию лопаток или изменению средней линии лопаток;



Фиг. 214:

а — диаграмма скоростей на входе и выходе направляющего аппарата; *б* — разрез направляющего аппарата в меридиональной плоскости.

5 со штрихом (например, c_5') — к сечению выхода колеса, суженному вследствие толщины лопаток с учетом отклонения, т. е. соответственно ненарушенному потоку за направляющим аппаратом, который предполагается продолженным в обратном направлении.

Тогда имеем

$$S_l = \int_{r_4}^{r_5} r\,dx \tag{9.12a}$$

и

$$\Delta (rc_u)_\infty = r_2 c_{3u} - r_5 c_{5u}; \quad \Delta (rc_u) = r_2 c_{3u} - r_5 c_{5u}'.$$

Отсюда по уравнению (9. 12)

$$r_2 c_{3u} - r_5 c_{5u} = (r_2 c_{3u} - r_5 c_{5u}') \, (1 + p_l) \tag{9.13}$$

или

$$r_5 c_{5u} = r_5 c_{5u}' (1 + p_l) - p_l r_2 c_{3u}.$$

Учитывая, что

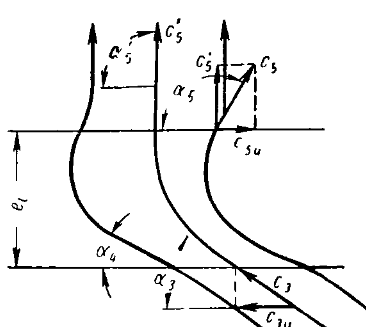
$$c_{5u} = c_{5m} \operatorname{ctg} \alpha_5'; \quad c_{5u}' = c_{5m} \operatorname{ctg} \alpha_5'$$

будем иметь

$$\operatorname{ctg}\alpha_5 = \operatorname{ctg}\alpha'_5(1+p_l) - p_l\frac{r_3 c_{3u}}{r_5 c_{5m}}. \qquad (9.14)$$

Отсюда вычисляется угол α_5 направляющего аппарата, соответствующий заданному углу вытекания α'_5 или, наоборот, рассчитать угол вытекания α'_5 для данного направляющего аппарата.

Если у многоступенчатого насоса прямая и обратная направляющие лопатки связаны между собой и соответственно пространственно изогнуты, то желательно иметь вытекание без окружной скорости, следовательно, $c'_{5u}=0$ или $\alpha'_5 = 90°$.



Фиг. 215. Осевой направляющий аппарат.

Аналогичный случай имеется у направляющего аппарата осевых насосов (фиг. 215). Тогда согласно уравнению (9. 14)

$$\operatorname{ctg}\alpha_5 = -p_l\frac{r_2 c_{3u}}{r_5 c_{5m}}. \qquad (9.15)$$

Отрицательный знак свидетельствует о том, что теперь следует делать угол α_5 больше 90°.

Для осевого потока (который уже рассматривался в разделе 68), т. е. $r_2 = r_5$, причем часто также $c_{5m} = c_{3m}$ уравнения (9. 14) и (9. 15) упрощаются и принимают вид

$$\operatorname{ctg}\alpha_5 = \operatorname{ctg}\alpha'_5(1+p_l) - p_l\operatorname{ctg}\alpha_3 \qquad (9.16)$$

или

$$\operatorname{ctg}\alpha_5 = -p_l\operatorname{ctg}\alpha_3 \qquad (9.17)$$

Статический момент S_l для случая радиального направляющего аппарата составляет

$$S_l = \int_{r_1}^{r_2} r\,dr = \frac{1}{2}(r_5^2 - r_4^2), \qquad (9.18)$$

а для осевого направляющего аппарата (см. фиг. 215)

$$S_l = re_l. \qquad (9.18а)$$

Эмпирический коэффициент ψ'_l можно выбрать по результатам опытов Шрадера, Хансена и фон дер Нюлля, по правилам, изложенным для рабочих колес. Тогда следует ввести в уравнение (3. 53) рездела 22 α_5 вместо β_2. Соответственно для осевых направляющих лопаток справедливо уравнение (8. 5) раздела 60.

73. РАСЧЕТ НАПРАВЛЯЮЩИХ ЛОПАТОК ПО ТОЧКАМ

Способ расчета, изложенный в разделе 71, дает собственно лопатку, построенную по «дуге круга». Однако направляющую лопатку можно рассчитать также по точкам, как и рабочую лопатку (см. разделы 47 и 52). Этот способ рекомендуется применять в особенности к пространственно изогнутым направляющим лопаткам.

Если на окружности с радиусом r (см. фиг. 210) имеется наклон α средней линии лопатки [1], причем принимается повсюду одинаковая скорость c и предполагается, что она направлена под постоянным углом α, то расход V' определяется из равенства

$$V' = bz_l(t - \sigma)\,c\sin\alpha = bz_l\left(t - \frac{s}{\sin\alpha}\right)c\sin\alpha \tag{9. 19}$$

и соответственно согласно уравнению (6. 27) раздела 47

$$\sin\alpha = \frac{s}{t} + \frac{V'}{z_l t b c} \tag{9. 20}$$

или согласно уравнению (4. 13) раздела 32

$$\sin\alpha = \frac{s}{t} + \frac{(c_m)_{нетто}}{c}. \tag{9. 21}$$

По расчетному протеканию угла α определяется средняя линия лопатки посредством графического интегрирования следующей зависимости (она была уже выведена в разделе 52).

$$\varphi^\circ = \frac{180}{\pi}\int_{r_4}^{r}\frac{dx}{r\,\mathrm{tg}\,\alpha}. \tag{9. 22}$$

Таким образом, расчет производится тем же способом, как и для рабочей лопатки.

Часто целесообразно задаться протеканием α, $(c_m)_{нетто}$ (или b) и s и отсюда рассчитать скорость по уравнению (9. 21) (как это было сделано в разделе 57)

$$c = \frac{(c_m)_{нетто}}{\sin\alpha - \frac{s}{t}}. \tag{9. 22a}$$

Существуют, однако, случаи, когда удается получить приемлемое распределение скорости c при растущем значении α только при правильном выборе толщины стенок, следовательно, s или σ (см. раздел 50а).

---

[1] Под «средней линией» лопатки следует всегда понимать линию, которая делит пополам толщину лопатки σ, измеренную по направлению окружности (см. фиг. 210); эта линия достаточно хорошо совпадает с геометрическим местом центров вписанных окружностей у толстых лопаток.

В этих случаях задаемся линиями α, c и $(c_m)_{нетто}$ (или b) и рассчитываем потребную толщину лопатки, причем согласно уравнению (9. 19)

$$\sigma = t - \frac{V'}{bz_i c \sin\alpha} \qquad (9.23)$$

или согласно уравнению (9. 20) или (9. 21)

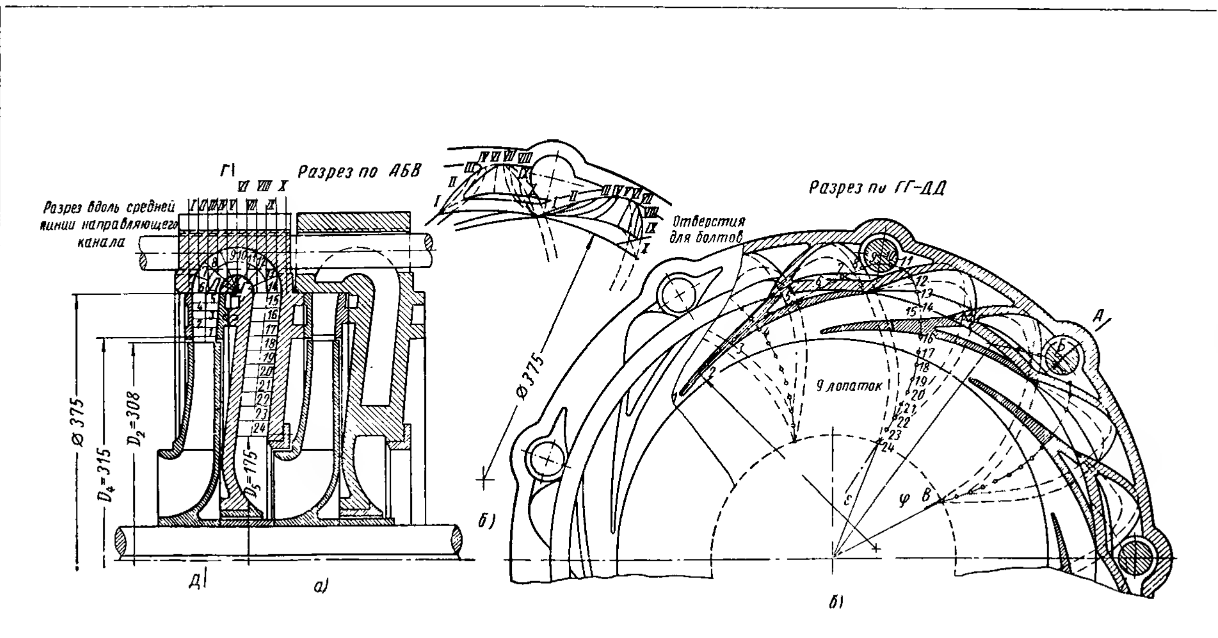
$$s = t\sin\alpha - \frac{V'}{z_i bc} = t\left(\sin\alpha - \frac{(c_m)_{нетто}}{c}\right). \qquad (9.24)$$

При выборе или расчете протекания α, естественно, следует учесть увеличение угла согласно данным предыдущего раздела, как это делалось также в случае рабочих лопаток. Кроме того, следует иметь в виду, что возникающие при этом скорости c соответствуют только бесконечно большому числу лопаток, следовательно, не совпадают с действительными скоростями. Для направляющих лопаток с двоякой кривизной следует в приведенное выше уравнение ввести вместо s толщину стенки s' в сечении с поверхностью линий потока. В связи с тем, что всегда стремятся возможно круче установить поверхность лопатки к поверхности линии тока, разница между s и s' большей частью исчезающе мала. Существенно подчеркнуть, что при расчете по точкам мы получаем среднюю линию лопатки и соответственно толщина лопатки s_4 получится не согласно фиг. 210, а в точке пересечения средней линии с окружностью входа.

74. НАПРАВЛЯЮЩИЙ АППАРАТ МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ НАСОСОВ

За центробежной ступенью перемещаемую жидкость следует вновь приблизить к оси, чтобы направить ее к входу следующей ступени. Вследствие этого образуется направляющий аппарат (канал) с S-образной кривизной в меридиональном сечении. Конструктивно они отличаются друг от друга формой обратных направляющих лопаток, которые можно рассматривать также как входные направляющие лопатки следующей ступени. При описании следующих примеров предполагается, что вход в последующую ступень (как у первой ступени) должен протекать нормально к направлению окружности, хотя более поздние наблюдения позволяют, по-видимому, заключить, что незначительная положительная закрутка потока на входе (по вращению) может быть более благоприятной (α_0 менее 90°).

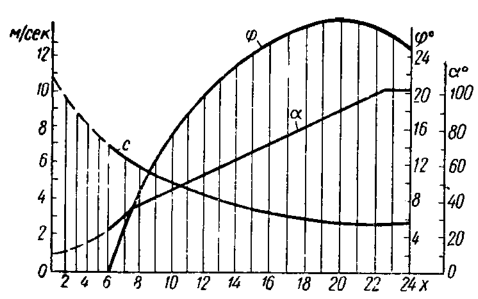
а) **Объединенные лопатки прямого и обратного направляющих аппаратов.** На эскизах, изображенных на фиг. 216, показаны лопатки обратного направляющего аппарата в виде продолжения основных направляющих лопаток. Преимущество подобной конструкции состоит в том, что создается сравнительно длинный путь для замедления потока, так что угол расширения нигде не превышает допустимый предел. Кроме того, диаметр корпуса можно сделать небольшим.



Фиг. 216. Направляющий и обратный аппарат с пространственно изогнутой переходной поверхностью.

Проектирование производится после построения средней линии тока в плане согласно правилам, изложенным в разделе 52 для пространственно изогнутых лопаток (см. фиг. 216). При этом лучше всего использовать способ расчета по точкам, как изложено в предыдущем разделе, вследствие сильно переменной толщины стенки.

Направляющий аппарат спроектирован на основании указанных размеров сечения колеса, и, кроме того, следующих данных: расход $V' = 0{,}0315$ *м³/сек*, $c_{3m} = 2{,}04$ *м/сек*, $c'_{2u} = c_{3u} = 13{,}9$ *м/сек*, $\alpha_4 = 10°10'$. Целесообразно начертить сперва часть направляющей лопатки, связанную с увеличением радиуса, соответственно указаниям раздела 71, например, с логарифмическим спиральным входом; затем продолжение лопатки строится по точкам, причем значения α и c начального участка соответствующих кривых известны из начального этапа расчета (фиг. 217). На эскизе начала лопатки строится средняя линия путем деления пополам значения σ (фиг. 216), определяется соответствующий угол наклона α и из уравнения (9. 22а) вычисляются скорости c. Нанесение значений c и α на фиг. 217* производится в зависимости от развертки x средней линии тока в меридиональном сечении (см. фиг. 216). При продолжении линии α и c необходимо учесть требуемый угол выхода. Вода должна вытекать под углом $\alpha'_5 = 90°$ со скоростью $c'_{5m} = c_{6m}$, которая равняется приблизительно входной скорости следующего колеса.



Фиг. 217. Диаграмма скоростей для расчета направляющего и обратного направляющего аппарата (к фиг. 216).

Однако лопатка должна заканчиваться с некоторым увеличением угла выхода $\varepsilon = \alpha_5 - 90°$, который следует определить по уравнению (9. 15) [1].

После определения по точкам (с помощью уравнения (9. 22) раздела 73) средней струйки 1 . . . 24 на фиг. 216, *b* получаются (путем нанесения $\sigma/2$ по обе стороны от нее) стенки лопатки $\sigma/2$), причем σ дается уравнением (9. 23). Часть поверхности лопатки которая спирально скручивается вокруг внешнего обвода промежуточной диафрагмы, можно сконструировать так, что эти поверхности будут

* Значения, нанесенные по оси x на этой фигуре, относятся к точкам, которые построены на фиг. 216.

[1] При этом статический момент S_l всей средней струйки 1. . . 24 (см. фиг. 216, *a*) определяется по уравнению (9. 12) с учетом данных, приведенных в конце раздела 21. Если угол не увеличивать против полученного по расчету, т. е. принять $\varepsilon = 0$, то высота напора следующей ступени уменьшается соответственно остаточной закрутке потока на входе по вращению, но к. п. д. скорее улучшается, чем ухудшается.

образованы прямой, которая скользит по начерченной средней линии, и второй соответственно выбранной направляющей линией, например, по параллельной окружности, проходящей через E (фиг. 216, *а*), все время пересекая при этом ось вала. На фиг. 216, *б* показана с помощью модельных сечений полученная таким образом поверхность 1 — x. Необходимые болты для соединений отдельных колец корпуса проходят через вырезы в направляющих лопатках.

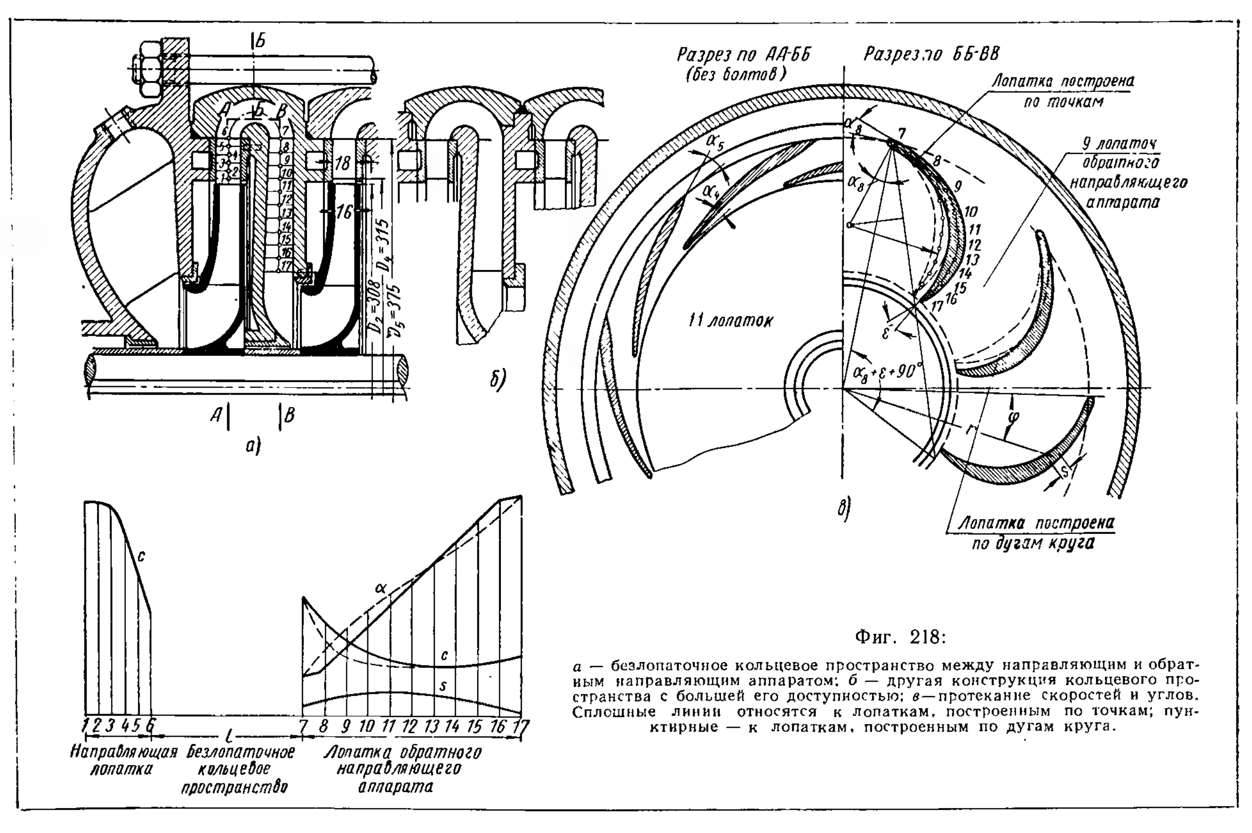
Подобная конструкция предъявляет высокие требования к литейному производству; кроме того, нет полной уверенности, что предлагаемое непрерывное замедление, учитывая одновременное изменение направления, обеспечивает наиболее благоприятное превращение скорости в давление.

Все же опыт [282] в отношении к. п. д. при применении такого непрерывного отвода дал положительные результаты. Во всяком случае, применение его должно давать преимущество тогда, когда требуется получить минимальный диаметр корпуса. Различные упрощения, которые преследовали целью устранить двоякую кривизну лопаток в месте перехода, также давали удовлетворительные результаты как на жидкостных насосах, так и на компрессорах.

Значительное видоизменение формы лопаток было осуществлено на чертежах, изображенных на фиг. 158, причем соединения между направляющей и отводной лопатками производятся корпусами анкерных болтов; последние проходят в чисто осевом направлении, так что окружная скорость c_u отсутствует уже на максимальном радиусе прямых направляющих лопаток. У обратных отводных лопаток не происходит больше сколько-нибудь значительного превращения скорости. Поэтому непрерывный переход от основных к обратным направляющим лопаткам в данном случае не приносит пользы.

б) Безлопаточное кольцевое пространство между прямыми и обратными направляющими лопатками (чертежи водяного насоса на фиг. 218). Трудности перехода от прямых к обратным направляющим лопаткам могут быть устранены введением между ними безлопаточного кольцевого пространства. Так как это пространство начинается и заканчивается на одном и том же диаметре, то с ним не связано превращение скорости. Течение на его выходе целесообразно подводить без удара к отводным лопаткам, причем последним придается соответственная кривизна. Концы направляющих лопаток большей частью не утолщаются, чтобы избежать ударных потерь Карно. Это принуждает делать сравнительно большое число направляющих лопаток, если не хотят допускать слишком больших углов расширения потока.

По этой причине подобная конструкция широко используется у турбокомпрессоров, т. к. для них желательно применение большого числа направляющих лопаток с целью заглушения свиста и вследствие возможности выполнения лопаток из листа. Но нельзя упускать из вида, что одновременное перекрывание многих направляющих каналов одним рабочим каналом влечет за собой дополнительные потери, упомянутые в разделе 71. Для правильного определения начального наклона α_8 отводной лопатки выходные скорости



Фиг. 218:

а — безлопаточное кольцевое пространство между направляющим и обратным направляющим аппаратом; *б* — другая конструкция кольцевого пространства с большей его доступностью; *в* — протекание скоростей и углов. Сплошные линии относятся к лопаткам, построенным по точкам; пунктирные — к лопаткам, построенным по дугам круга.

из направляющих лопаток рассчитывают по величине и направлению, причем отклонения на выходе $\alpha_5 - \alpha_5'$ можно вычислить по уравнению (9. 14). Течение в безлопаточном кольцевом пространстве при отсутствии трения происходит при постоянном моменте количества движения rc_u. Но так как в действительности трение уменьшает момент количества движения, т. е. увеличивает угол, то лучше угол втекания в обратный канал определить по уравнению (2. 51), которое было выведено в разделе 13, п. *г*; и в данном случае дает

$$\operatorname{tg} \alpha_7 = \left(b_6 \operatorname{tg} \alpha_6 + \frac{\lambda}{4} l\right) \frac{1}{b_7}, \tag{9. 25}$$

где α_6 — угол наклона линии тока непосредственно после направляющего аппарата (который отличается от угла α_5', полученного по уравнению (9. 14), только в случае конечной толщины конца направляющей лопатки); b_6, b_7 — ширина канала на выходе направляющего аппарата или на входе отводной лопатки (точки B на фиг. 218); $\lambda \approx 0{,}04$ — коэффициент трения; l — длина средней струйки BCD в меридиональном сечении. На фиг. 218, *б* показана конструкция, у которой отводной канал сделан более доступным для обработки, чем канал у конструкции на фиг. 218, *а* (слева); для таких конструкций допустимы меньшие значения λ.

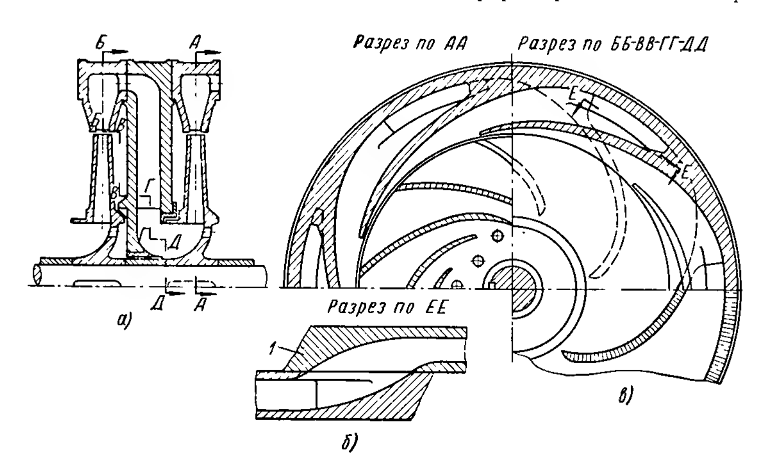
Принимая во внимание конечную толщину начала лопатки обратного направляющего аппарата, т. е. коэффициент сужения $t_8/(t_8 - \sigma_8)$, наклон начала лопатки α_8 получается из равенства (где $\mu \approx 1{,}2$), см. раздел 71, уравнение (9. 5)

$$\operatorname{tg} \alpha_8 = \mu \frac{t_8}{t_8 - \sigma_8} \operatorname{tg} \alpha_7. \tag{9. 26}$$

Лопатку можно построить либо по дуге круга, используя для этого данные раздела 47а, либо вычислить его по точкам согласно разделу 73 (исходя из кривых изменений c и s согласно уравнениям (9. 20) и (9. 22); (см. фиг. 218). На фиг. 218, *в* пунктиром показана лопатка, очерченная по дуге круга. Лопатка, вычисленная по точкам, показана сплошной линией, при ее построении исходили из протекания кривой α, показанной на фиг. 219, *б*, после чего была вновь вычислена кривая c, с помощью уравнения (9. 22а). На этой фигуре пунктиром нанесены также (повторно вычисленные) кривые α и c лопатки, построенной по дуге круга, которые, очевидно, менее удовлетворительны, чем для лопатки, рассчитанной по точкам.

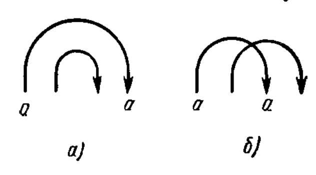
в) Перекрестный отвод. Направляющий аппарат, изображенный на фиг. 219, принципиально отличается от ранее рассмотренной конструкции. В то время как ранее рассмотренный процесс течения был примерно аналогичен потоку в колене с изменением направления на 180° (фиг. 220, *а*), здесь происходит переход от радиального течения, направленного наружу, к радиальному течению, направленному внутрь, так что водяные струйки перекрещиваются в меридиональном сечении (см. фиг. 220, *б*). Этот процесс можно представить себе так, что вода, выходящая из рабочего колеса, тотчас же отклоняется

в осевом направлении. Сохраняя свое расстояние от оси, она описывает винтообразную траекторию в цилиндрической полости, а затем в каком-либо месте отклоняется внутрь в радиальном направ-



Фиг. 219. Направляющий аппарат ограниченного действия:
1 — промежуточная стенка.

лении. Количество направляющих лопаток должно быть здесь сравнительно малым, потому что иначе было бы невозможно направляющие каналы провести рядом друг с другом. Такая конструкция направляющего аппарата, которая применяется еще в других случаях, позволяет в значительной степени ограничить радиальные размеры направляющего аппарата. Но следует учесть, что S-образное отклонение, создаваемое в месте перехода от радиальных к осевым лопаткам, неблгоприятно влияет на к. п. д. На фиг. 219, *а* показан пример выполнения направляющего аппарата в виде внешне закрытого полого кольца [283], представляющего собой часть корпуса насоса.



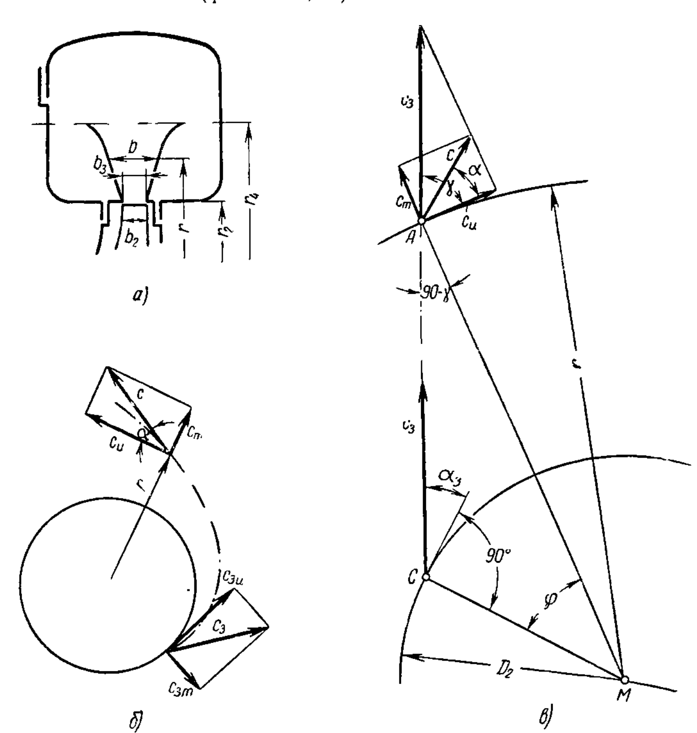
Фиг. 220. Две схемы перетекания воды из ступени в ступень.

75. БЕЗЛОПАТОЧНЫЙ НАПРАВЛЯЮЩИЙ АППАРАТ

Стенки[1] безлопаточного направляющего аппарата (фиг. 221), выполненные в виде поверхностей вращения и образующие по обеим сторонам продолжение стенок рабочего колеса, могут быть параллельными или обладать любыми очертаниями в меридиональном

[1] Их иногда называют «плоские щиты». *Прим. ред.*

сечении. Их форма влияет на составляющую c_m скорости в меридиональной плоскости (фиг. 221, *б*)



Фиг. 221:

а — центробежный насос с безлопаточным направляющим аппаратом; *б* и *в* — диаграммы скоростей.

согласно уравнению

$$c_m = \frac{V'}{2\pi rb} = c_{3m}\frac{r_2 b_2}{rb}. \qquad (9.27)$$

Изменение окружной скорости c_u может происходить только по закону площадей, и следовательно

$$c_u r = c_{3u} r_2 = K, \qquad (9.28)$$

где, при $\alpha_0 = 90°$, K определяется по основному уравнению, а именно:

$$K = \frac{c_{3u} u_2}{\omega} = \frac{gH_{th}}{\omega}. \qquad (9.28а)$$

Окружная скорость согласно уравнению (9.28) уменьшается в обратном отношении к радиусу r. При этом совершенно безраз-

лично, каково очертание стенок направляющего аппарата. Так как окружная скорость имеет решающее значение для превращения скорости в давление, то можно сказать, что эффективность гладкого направляющего кольца зависит исключительно от его радиального размера, а не от расширения или сужения.

Практика показывает, что безлопаточный направляющий аппарат с параллельными стенками дает лучший к. п. д., чем со стенками, расширяющимися наружу. Это имеет место даже тогда, когда на конце направляющего кольца должен быть выполнен короткий переход к спиральному кожуху. Даже небольшое сужение оказалось рациональным.

Окружную составляющую скорости c_u можно определить графическим путем согласно фиг. 221, *в*, продолжив направление скорости c_3 до точки пересечения A с рассматриваемой окружностью и эту скорость c_3 перенеся в точку A. Тогда окружная составляющая смещенной таким образом скорости c_3 равняется окружной составляющей c_u пока еще неизвестной скорости c, которая не совпадает со скоростью c_3, поскольку ее меридиональную составляющую c_m следует вычислить по уравнению (9. 27).

Учитывая трение о стенки, вместо закона площадей согласно уравнению (2. 46) раздела 13, п. г применяется расширенный закон площадей

$$\frac{1}{rc_u} - \frac{1}{r_2 c_{3u}} = \frac{\lambda\pi}{2V'}(r - r_2) \tag{9.29}$$

или согласно уравнению (2. 49) того же раздела 13, п. г, поскольку вводится угол наклона линии тока

$$b \operatorname{tg} \alpha - b_3 \operatorname{tg} \alpha_3 = \frac{\lambda}{4}(r - r_2), \tag{9.30}$$

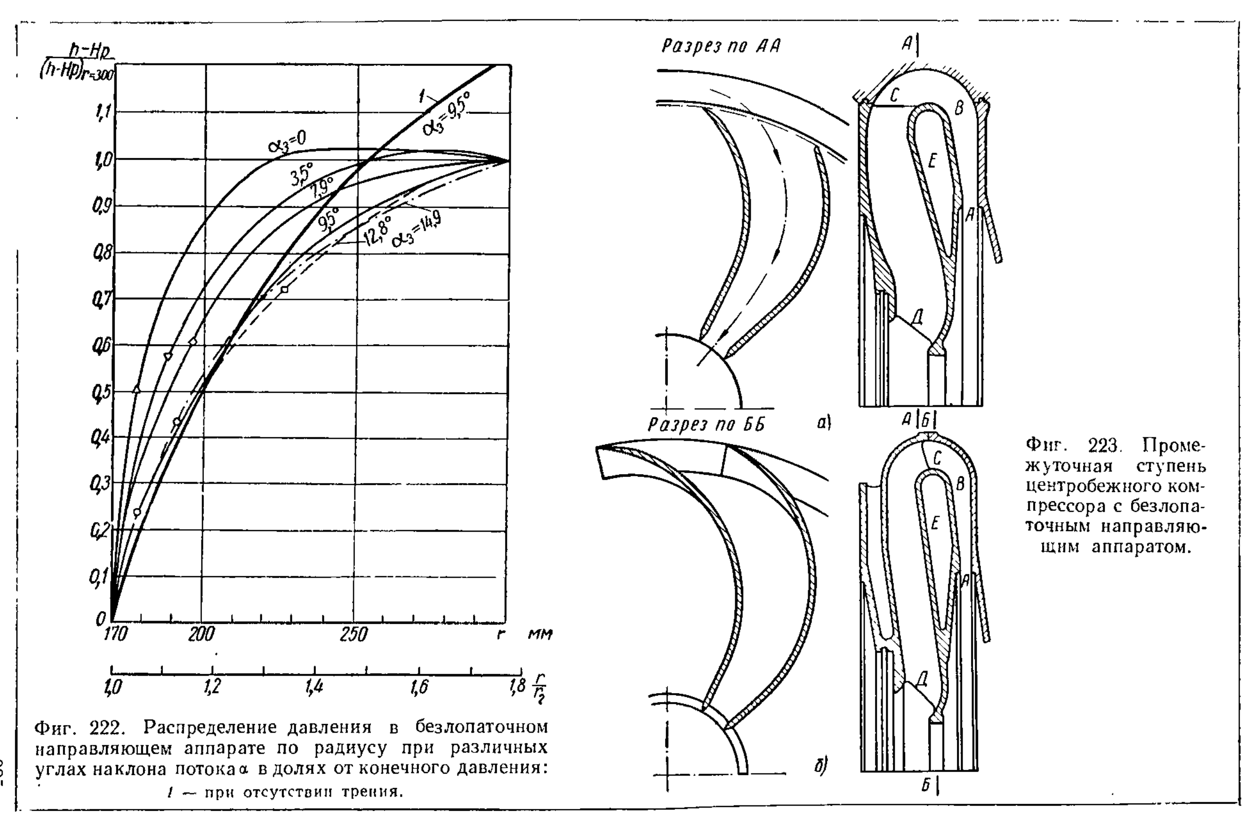
где

$$\lambda \approx 0{,}04.$$

О влиянии трения в гладком безлопаточном диффузоре можно сказать следующее. Путь трения каждой частицы потока становится тем длинее, чем меньше угол наклона α_3 траектории частицы на входе; практика показывает, что в связи с этим радиальная длина безлопаточного направляющего аппарата должна быть укорочена с уменьшением угла наклона α_3.

Согласно фиг. 222 (кривые на этой фигуре были взяты из экспериментов Шрадера) давление при малом угле α_3 достигает максимума при некоторой радиальной длине $r - r_2$.

Дальнейшее увеличение этого размера становится вредным. Например, при $\alpha_3 = 0$ максимум достигается при отношении радиусов $r/r_2 = 0{,}4$, при $\alpha_3 = 3{,}5°$ соответственно 1,6, а при $\alpha_3 = 7{,}9°$ равняется 1,75. Поэтому нецелесообразно применять безлопаточные направляющие аппараты при малых углах α_3. При углах α_3 около 20° и больше, как это имеет место у турбокомпрессоров, безлопаточные направляющие аппараты с большим отношением радиусов



Фиг. 222. Распределение давления в безлопаточном направляющем аппарате по радиусу при различных углах наклона потока α в долях от конечного давления:

1 — при отсутствии трения.

Фиг. 223. Промежуточная ступень центробежного компрессора с безлопаточным направляющим аппаратом.

способны давать приемлемые результаты, хотя к. п. д. большей частью все же несколько ниже, чем в случае диффузора с лопатками.

На фиг. 223 показана промежуточная ступень подобной конструкции компрессора с обратными направляющими лопатками, установленными после прямого безлопаточного диффузора. На фиг. 222, кроме кривых измеренного давления, также нанесены вычисленные по закону площадей кривые давления при отсутствии трения для случая, когда угол наклона $\alpha = 9{,}5°$. Необходимо особенно подчеркнуть, что действительный рост давления вначале происходит быстрее, чем по теоретически вычисленной кривой и только при отношении радиусов $\frac{r}{r_2} = 1{,}3$ обе кривые перекрещиваются. Это явление основано уже на неоднократно упомянутом обмене импульсов по окружности колеса. В пограничный слой, попавший в рабочее колесо (см. фиг. 59), подводится дополнительная энергия, происходящая не от работы лопатки H_{th}, определенной моментом количества движения rc_{3u}, а вследствие совершенно иного процесса (аналогично

Фиг. 224. Зависимость потерь на трение $Z_r = H_{r2}$ в безлопаточном направляющем аппарате от расхода V' или угла α_3.

боковому трению колеса). Отсюда ясно видно, что этот вторичный подвод энергии не только связан с потерями, но означает также подвод дополнительной энергии к пограничному слою, втекающему назад в колесо и тем самым подвод к потоку полезно используемой энергии. Потерю на трение Z_r в прямом безлопаточном диффузоре можно определить с помощью уравнения (2. 45) раздела 13 п. г и построить кривую зависимости от расхода V' или угла α_3. При этом необходимо предположить, что соответствующее рабочее колесо дает переменный расход, что можно себе представить путем соответственного изменения очертания входа рабочих лопаток, которые в остальном остаются неизменными. Следовательно, на треугольнике скоростей c_{2m} будет изменяться порпорционально расходу V'_1, как это более подробно будет объяснено в разделе 81 (см. фиг. 241).

Как было нами показано в другом месте [284], можно легко построить кривую потерь Z_r (ADC) в зависимости от расхода V' (фиг. 224), если координаты и точки пересечения касательных с осью для трех точек A, C, D определить из следующих соотношений.

Касательная в точке C представляет ось V'.

Точка A Точка D Точка C

$$\overline{OA}=\frac{1}{2g}\left(\frac{u_2}{1+p}\right)^2 \quad \overline{OB_1}=\frac{2\lambda\pi r_2^2 b_2 u_2}{4b_2(1+p)+\lambda r_2 \operatorname{ctg}\beta_2}; \quad (9.31) \qquad \overline{OC}=2\pi r_2 b_2 u_2 \operatorname{tg}\beta_2; \quad (9.32)$$

$$\overline{OF}=\frac{\overline{OB_1}}{2}; \quad (9.33) \qquad \overline{B_1D}=\frac{1}{(\pi\lambda)^2 g}\left(\frac{1}{r_2^4}-\frac{1}{r_4^4}\right)\overline{OB}_1^2; \quad (9.34)$$

$$\overline{B_1E}=\frac{\frac{1}{2}\overline{OB}_1^2}{\frac{3\pi\lambda}{5(1+p)}r_2^2u_2\frac{1-\left(\frac{r_2}{r_4}\right)^5}{1-\left(\frac{r_2}{r_4}\right)^4}-\overline{OB}_1}. \quad (9.35)$$

Отрезки кривой Z_r между точками A и D, с одной стороны, и D и C, с другой стороны, отклоняются исчезающе мало от формы параболы ab и поэтому могут быть построены с помощью известного метода построения параболы, как показано на фиг. 224. Следует подчеркнуть, что этот способ применим также к прямым безлопаточным диффузорам переменной ширины.

Уравнения (9. 31) и (9. 35) являются неточными, поскольку при их выводе пренебрегали величиной c_m^2 по сравнению с c_u^2. Например, если потери на трение не равняются нулю в точке C, а равняются трению чисто радиального течения, то определение этой величины дает точку C' (фиг. 224). Дальнейшее изменение Z_r, с учетом c_m^2 относительно c_u^2, показано пунктиром на основании ориентировочного расчета. Как видно, эта кривая при переходе в важную для практических целей область, которая отмечена жирной линией, полностью совпадает с ранее построенной кривой.

При применении построенной кривой Z_r (для определения напорной характеристики) необходимо принять во внимание, что имеет место поток обмена импульсами между выходной окружностью колеса и входной окружностью направляющего аппарата. Он достигает максимального значения при нулевом расходе. Поэтому точка A на фиг. 224 (где Z_r обозначено H_{r2}) носит чисто условный характер. Наличие обмена импульсами учитывается тем, что кривая смещается влево на соответствующую величину, равную примерно двойной потере в зазоре. Фиг. 224 подтверждает особое свойство безлопаточного направляющего аппарата, состоящее в том, что обусловленная им потеря на трение Z_r [которое выражается в снижении скорости c_u, согласно уравнению (9. 29)] снижается с увеличением расхода V', в то время, как в трубах эти потери растут пропорционально квадрату расхода. Увеличение расхода V' соответствует также увеличению угла α_3.

При рассмотрении фиг. 224 можно также понять, почему насосы с лопаточным направляющим аппаратом и малым углом α_3 обладают максимальным к. п. д. при значительно большей подаче, чем соответ-

ствующая безударному входу в рабочее колесо; дело в том, что минимум общих потерь, вследствие сильного падения кривой по расходу, не совпадает с минимумом сравнительно небольших потерь на удар на входе в рабочее колесо (см. раздел 85).

По стоимости производства и эксплуатационным свойствам безлопаточный направляющий аппарат всегда превосходит лопаточный. Не приходится опасаться износа направляющих лопаток и закупорки направляющих каналов. Поэтому безлопаточные диффузоры часто находят применение также при малых углах α_3, в насосах для перемещения загрязненных жидкостей. При сверхзвуковых скоростях безлопаточные направляющие аппараты обладают большим преимуществом, а именно, в них не могут возникать опасные скачки уплотнений. Это невозможно, согласно закону импульсов, вследствие осевой симметрии в направлении окружности, а в радиальном направлении $c_m \ll a$.

Следует подчеркнуть, что рассматриваемый в следующем разделе спиральный кожух также применим при достаточно больших углах α_3, но дешевле по выполнению и часто лучше по к. п. д.

76. СПИРАЛЬНЫЙ КОЖУХ ПРОИЗВОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

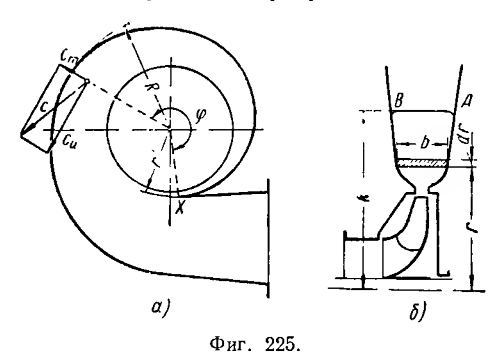
Для одноступенчатых насосов и для последней ступени многоступенчатых насосов рекомендуется отводить поток через кольцевой канал спиральной формы, который располагается вокруг лопаточного или безлопаточного направляющего аппарата, или непосредственно вокруг рабочего колеса. В последнем случае спиральный кожух заменяет направляющий аппарат. Расчет подобного спирального кожуха должен производиться не из условия получения одинаковых скоростей для всех сечений спирали, как это часто делается, причем сечения увеличиваются пропорционально охватываемой кожухом дуге. Это подтверждает уже следующий простой расчет. Вследствие центробежных сил перемещаемой жидкости давление должно повышаться изнутри наружу, а скорости соответственно понижаться. Следовательно, скорость в любом сечении спирали становится тем меньше, чем больше сечение увеличивается в радиальном направлении, если характеристики потока остаются одинаковыми вдоль окружности рабочего колеса. Но последнее условие должно быть выполнено, чтобы поток в рабочем колесе оставался симметричным относительно оси. Переменный режим течения в различных каналах колеса не только приводит к непрерывному отрыву «сбегающего вихря» (см. разд. 9, конец), но одновременно не дает возможности всем каналам работать при наиболее благоприятных условиях (безударном входе). Отсюда следует, что в спирали должны быть созданы одинаковые скорости потока вдоль любой соосной окружности, т. е. течение в спиральном кожухе также должно быть симметричным относительно оси. Из изложенного в первую очередь следует, что для каждой точки спирального кожуха применим закон площадей, следовательно

$$c_u r = K. \qquad (9.36)$$

У насоса без направляющего аппарата $K = r_2 c_{3u}$ или согласно основному уравнению при $\alpha_0 = 90°$.

$$K = \frac{gH_{th}}{\omega}, \text{ где } \omega = \frac{\pi n}{30}. \tag{9.37}$$

В случае, когда между окружностью рабочего колеса и спиралью располагается направляющий аппарат, размеры этого промежуточного направляющего аппарата выбирают так, чтобы получить оптимальную форму спирального кожуха. Это получается тогда, когда его конечное сечение переходит с умеренным коническим расширением в сечение нагнетательного трубопровода. Кроме того, боковые стенки спирального кожуха должны быть, строго говоря, поверхностями вращения. В общем здесь должны быть созданы такие же условия течения, как и в ранее описанном безлопаточном направляющем аппарате. Можно также спроектировать очертания спирального кожуха, если от одной направляющей поверхности безлопаточного направляющего аппарата провести поперечную линию AB к другой поверхности (фиг. 225) и материализовать линии тока, проходящие через AB.



Фиг. 225.

Если эту кривую начать вблизи рабочего колеса, то ее начальную точку можно рассматривать как входную кромку X спирали (фиг. 225, a). Если спиралевидные линии тока, начиная с выходной кромки X, опишут угол $\varphi = 360°$, то вместе с боковыми стенками [285] они образуют полный спиральный кожух. Наружная граница (обечайка) AB отдельных сечений спирали между неизменными меридиональными линиями боковых поверхностей получается как геометрическое место точек пересечения линий тока, проходящих через начальную поперечную линию AB с плоскостью рассматриваемого меридионального сечения. Если боковые поверхности параллельны друг другу и перпендикулярны оси, то эти траектории при отсутствии трения представляют собой, как было показано выше, логарифмические спирали, а наружные границы кожуха AB повсюду сохраняют свою форму. Определение очертаний линии AB при произвольном протекании боковых границ кожуха требует много

времени, так как в этом случае они изменяются вдоль спирали, т. е. например, не остаются все время прямолинейными, если они были в одном месте окружности приняты за прямую. В дальнейшем мы не учитываем этого изменения, что вполне допустимо, и в то же время значительно упрощает расчет.

При этом граничные линии AB мы принимаем параллельными оси и прямолинейными в любом меридиональном сечении, а их положение определяем так, чтобы для текущего вдоль спирали потока всегда имелось бы необходимое сечение для протекания с заданными скоростями.

а) Случай, когда не учитывается трение в спиральном канале. Рассмотрим сечение меридиональной плоскостью, расположенной под произвольным углом φ (см. фиг. 225, a), к начальной точке X спирали, и в ней площадь $df = bdr$, соответствующую малому изменению радиуса r. Скорость, перпендикулярная этому сечению, согласно уравнению (9. 36) равняется $c_u = K/r$ и тем самым расход

$$dV'_\varphi = dfc_u = \frac{bdrK}{r}.$$

Если радиус начальной точки X спирали равняется r', то через рассматриваемое сечение между радиусом r' и наружной стенкой, расположенной на радиусе R, протекает расход

$$V'_\varphi = \int\limits_{r=r'}^{r=R} dV'_\varphi = K\int\limits_{r'}^{R}\frac{bdr}{r}.$$

Этот расход соответствует доле потока, который выходит из колеса через дугу по окружности колеса с центральным углом φ и, следовательно, равняется

$$V'_\varphi = \frac{\varphi^\circ}{360}V', \tag{9. 38}$$

где V' — подача насоса, включая расчетные добавки; φ° — значение угла φ, измеренного в градусах. Приравнивая друг другу оба приведенные выше уравнения, получаем

$$\varphi^\circ = \frac{360K}{V'}\int\limits_{r'}^{R}\frac{bdr}{r}. \tag{9. 39}$$

Из уравнения (9. 39) можно следующим простым способом определить протекание угла φ в зависимости от R, а следовательно, и форму спирали.

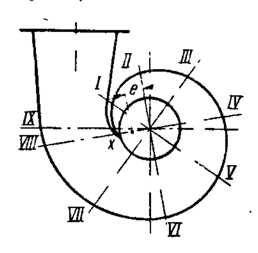
На фиг. 226 в прямоугольной координатной системе нанесены по абсциссе значения r и по ординате — значения $\frac{b}{r}$, отвечающие выбранному очертанию EBF боковой стенки. Площадь $GHCD$, лежащая между r' и любым значением $r = R$ и соответствующими

ординатами, представляет значение интеграла уравнения (9. 39) при выбранном радиусе R, чем определяется также угол φ. Вычи-

Фиг. 226.

а — схема к расчету спирального кожуха; *б* — то же без учета трения.

сление площади лучше всего производить по таблицам. Не представляет, следовательно, трудности построить кривую φ в зависимости от R и на основании этой кривой определить значения R, соответствующие сечениям $I—VIII$ фиг. 227.



Фиг. 227.

Выбранные криволинейные очертания отдельных сечений, радиальные проекции которых показаны на фиг. 226, *а*, могут быть построены таким образом, что они будут соответствовать положенным ранее в основу прямым, например, AB. При этом должно быть учтено, что скорости c_u распределяются по сечению по равносторонней гиперболе согласно уравнению (9. 36). Поэтому площадь f_1, заменяющая f_2 (заштрихованная на фиг. 226, *а*) не равна ей, так как $dfc_u = \frac{dfK}{r}$, следовало бы каждую элементарную

площадку df_1 на расстоянии r_1 уравновесить элементом df_2 на расстоянии r_2 таким образом, чтобы

$$\frac{df_1}{r_1} = \frac{df_2}{r_2}. \qquad (9.40)$$

Приближенно при замене площади f_2 на f_1 можно принять

$$\frac{f_1}{r_1} = \frac{f_2}{r_2}, \qquad (9.40a)$$

где r_1 и r_2 означают соответствующие расстояния центра тяжести сечений от оси вращения.

Этим законом определяется также и сужение сечений *VIII* и *IX* языков спирали *X*, вследствие чего идеальные наружные очертания кожуха смещаются к периферии на величину a_1 и a_2.

Если величина b является постоянной, то уравнение (9.39), как упоминалось, отвечает закону логарифмической спирали. Ввиду того что большинство кожухов начинается параллельным входным участком, то использование этого закона для начального участка любой спирали выгодно. Спиральные кожухи круглого сечения, применяемые наиболее часто, будут особо рассмотрены в следующем разделе.

Дополнительные замечания. Спираль, включая конический выход ной расширяющийся участок, действует точно так же, как направляющий канал направляющего аппарата. Спираль соответствуе- логарифмическому спиральному входу направляющей лопаткит а коническое расширение — собственно направляющему каналу.

Течение в спиральном кожухе с приведенной выше осевой симметрией имеет место только при определенном отношении V'/K, т. е. при определенном угле α_3. При других условиях спираль имеет либо слишком малое, либо слишком большое раскрытие, как это имеет место также для направляющего аппарата. Более подробные данные о свойствах спирального кожуха при частичной нагрузке сообщаются в разделе 81 (в конце).

При выборе угла расширения δ, при переходе от ширины колеса к ширине спирального кожуха, следует исходить из других соображений, чем те, которые применялись для расширяющихся каналов в разделе 13. п. б. Изменение ширины влияет только на меридиональную составляющую скорости c_m, а не на окружную составляющую c_u. Поэтому не приходится так строго придерживаться верхнего предела δ. Возможно даже без заметного влияния на к. п. д. допустить резкий переход между шириной на выходе для рабочего колеса и шириной на входе в спиральный кожух, как это и показано на фиг. 226, *а*. Последняя схема особенно часто применяется в тех случаях, когда обработка наружных поверхностей уплотнения создает трудности (например, когда линия разъема корпуса находится в горизонтальной средней плоскости).

Входную кромку *X* спирали не следует так близко располагать к окружности рабочего колеса, как это целесообразно делать в случае направляющего аппарата в машинах для подачи воды, потому

что обменные течения усиливаются вблизи языка и нарушается осевая симметрия даже при номинальной подаче. Расстояние от кромки языка до рабочего колеса берут равным минимуму $r_2/30$; по той же причине рекомендуется эту кромку закруглять, что также уменьшает потери на удар при расходах больше и меньше номинального. Эти потери еще больше снижаются, когда наклон спирали делается несколько больше у языка, чем это было определено расчетом. Эта добавка обоснована тем же, чем и введение коэффициента μ в уравнении (9. 5) раздела 71 при расчете направляющего аппарата.

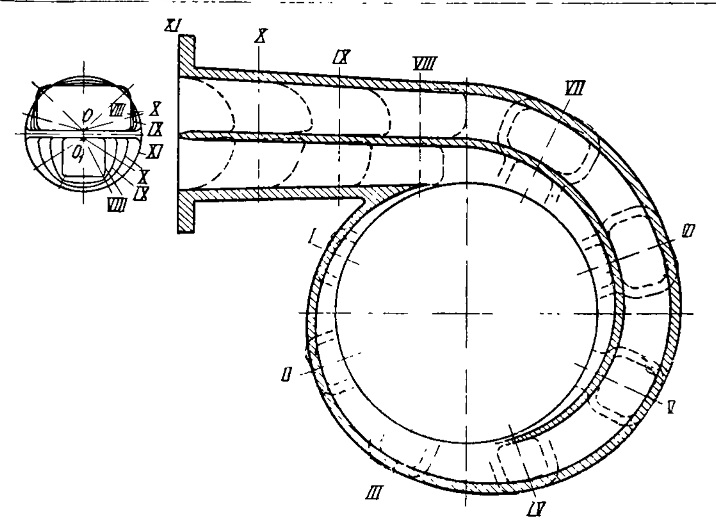
Неравномерное распределение давлений по окружности рабочего колеса из-за влияния языка, может быть причиной возникновения дополнительной нагрузки на вал [286], [287].

Увеличение расстояния между языком и окружностью колеса имеет своим последствием то, что идеальный угол спирали, начиная от точки пересечения продолжения спирали к окружности колеса, растет, а следовательно, удлиняется путь трения. При частичной нагрузке большое расстояние до выступа вынуждает часть потока второй раз обтекать рабочее колесо. При расходах, больших расчетного, угол наклона линий тока становится больше, чем у спирали. В последнем случае идеальный угол охвата колеса спиралью уменьшается, следовательно, спираль разгружается и тем самым увеличивается ее пропускная способность. Следовательно, удлинением или укорочением языка можно уменьшать или увеличивать пропускную способность спирали. Эта возможность используется в шахтных вентиляторах, чтобы согласовать их работу с переменным полем шахтных выработок [288]. Применимость этого способа предполагает достаточно длинный язык, т. е. большой угол охвата спирали.

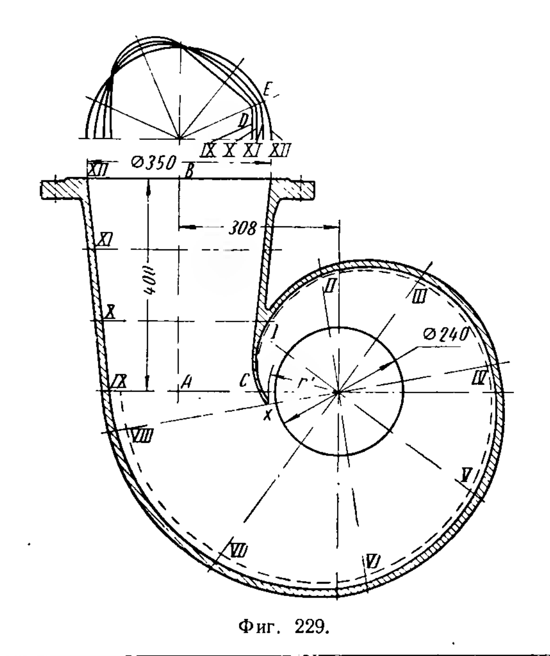
У нормальной спирали этот угол не делается больше 360°. Если же этот угол делается больше, то язык приобретает конечную длину, которая может быть использована для регулирования либо путем удлинения или укорочения, как указывалось выше, либо путем поворачивания (поворотная лопатка).

Ввиду того что замедление потока в спиральном кожухе происходит по закону площадей, то в случаях, когда спираль достаточно расширяется в радиальном направлении, происходит эффективное замедление потока. Это имеет место уже при превышении удельного числа оборотов свыше среднего значения. При этом применение спирального кожуха вместо выходного направляющего аппарата позволяет улучшить к. п. д.. В связи с этим не только в Германии, но еще в большей степени в США даже многоступенчатые насосы снабжаются во всех ступенях спиральными кожухами вместо направляющих аппаратов, несмотря на связанные с этим конструктивные трудности [289]. Эти благоприятные условия применения создаются там, где переходные патрубки, примыкающие к спирали, имеют умеренное расширение.

На фиг. 228 показана переходная форма спирального кожуха с двумя языками, т. е. двумя своего рода направляющими лопатками, которые в особенности применимы при большой высоте напора.



Фиг. 228. Двойная спираль для малых удельных чисел оборотов. Переход сечений к напорному патрубку.



Фиг. 229.

Каждая спираль очерчена согласно приведенному выше расчету вплоть до подхода к языку другой спирали и потом расширяется до половины выходного сечения. Очевидно, преимущество лежит в возможности большего расширения наружной спирали, начиная с сечения *IV*, наряду с устранением односторонней нагрузки на подшипники [290], связанной с наличием языка.

На фиг. 229 показано коническое расширение для перехода от сечения спирали, к круглому выходу, причем оно так сконструировано, что модель для нее может быть легко обработана на строгальном станке. Ее образующая представляет прямую, которая пересекает продленную ось AB, а также проведена через очертание конечного сечения спирали *IX* (до точки C) и через окружность выхода *XII*. Любое промежуточное сечение *X—XI* в плане получается, если разделить отрезки радиуса, лежащие между проекциями обеих направляющих линий (например, DE) в отношении расстояний между плоскостями сечений.

б) Учет трения в спиральном канале. Трение имеет своим последствием дополнительные течения, которые изображены на фиг. 59. Заторможенные вследствие трения о стенки слои вновь восстанавливают свой энергетический уровень благодаря этим дополнительным течениям, так что действительные условия не слишком отклоняются от течения без трения, по крайней мере вблизи рабочего колеса. Кроме того, исследования [291], [292] показали, что спиральный кожух лучше делать несколько зауженным, чем слишком широким, так что, по-видимому, выбор размеров спирали кожуха без учета трения дает оптимальные результаты (в обеих названных работах применялся вместо рабочего колеса направляющий аппарат и закручивающая неподвижная решетка), вследствие чего не учитывалось существенное влияние обмена импульсами с рабочим колесом. Но, несмотря на то, что вопрос еще недостаточно выяснен, приводимое ниже исследование влияния трения должно представлять принципиальный интерес.

Напишем уравнение (9. 39) в виде

$$\varphi^\circ = \frac{360}{V'}\int\limits_{r'}^{R} bc_u dr. \qquad (9.41)$$

Если ввести значение скорости c_u из уравнения (2. 46) и в нем также заменить V на V', то получим

$$\varphi^\circ = 360\int\limits_{r'}^{R} \frac{b}{r\left[\frac{V'}{r_2 c_{3u}} + \frac{\lambda\pi}{2}(r - r_2)\right]} dr. \qquad (9.42)$$

Этот интеграл первоначально определяется аналогичным образом, как и интеграл в ранее написанной форме уравнения (9. 39). Однако, полученное протекание сечений учитывает только трение о боковые поверхности вращения, а не о верхнюю спирально изогиутую стенку (обечайку), в этом случае необходимо ввести соответ-

ствующую поправку. Эта поправка должна быть введена на основании следующих соображений. Дополнительная поверхность трения шириной b спиральной обечайки соответствует трубе диаметром $d = \frac{4F}{b}$, причем F является сечением спирального кожуха, следовательно, сделано допустимое предположение, что дополнительные поверхности трения влияют на поток точно так же, как и полностью замкнутая оболочка. Трение по окружности на небольшом элементе пути dx равняется (см. фиг. 60)

$$dH_{ru} = \frac{c_u}{g}\, dc_u = \lambda \frac{dx}{\frac{4F}{b}} \cdot \frac{c_u^2}{2g},$$

где dc_u означает снижение скорости c_u, вызванное дополнительным трением на отрезке пути dx. Дальнейшее снижение скорости c_u вследствие повышения давления и трения о боковые поверхности учитывается уравнением (9. 42). Вследствие малой величины предполагаемой поправки, можно ввести $dx = rd\varphi$, причем r относится к тому месту сечения, где скорость имеет среднее значение. Отсюда

$$dc_u = \lambda \frac{b}{8F}\, c_u r d\varphi.$$

Уменьшение скорости dc_u соответствует увеличению сечения

$$d(\Delta F) = F \frac{dc_u}{c_u}$$

так что, если dc_u ввести из предыдущего уравнения,

$$d(\Delta F) = \frac{\lambda r}{8}\, bd\varphi. \tag{9. 43}$$

Место, где следует сделать эту добавку $d(\Delta F)$, не может быть выбрано произвольно, так как необходимо принять во внимание уравнение (9. 40). В каждом сечении для этого выбирается определенное место, средний диаметр которого равняется R_1.

Тогда поправка, соответствующая значению $d(\Delta F)$, составляет

$$d(\Delta F_1) = \frac{R_1}{r}\, d(\Delta F) = \frac{\lambda R_1}{8}\, bd\varphi$$

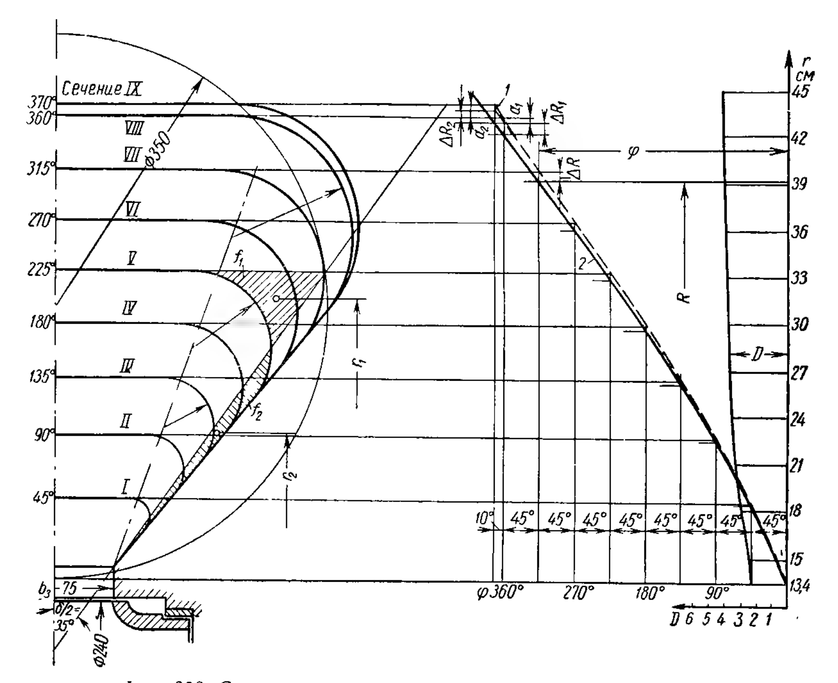
и таким образом вся добавка, если одновременно φ вычислить в градусах, т. е. умножить на $\pi/180°$, будет определяться

$$\Delta F_1 = \int_0^{\varphi} d(\Delta F_1) = \frac{\lambda}{8} \cdot \frac{\pi}{180} R_1 \int_0^{\varphi} bd\varphi°. \tag{9. 44}$$

Полученное значение ΔF_1 вводится для определяемого сечения согласно уравнению (9. 42). Это удобнее всего осуществить у наружной границы сечения кожуха, так что $R_1 = R$ и поэтому радиальное увеличение сечения, обусловленное величиной ΔF, равно

$$\Delta R = \frac{\Delta F_1}{b} = \frac{\lambda}{8} \cdot \frac{\pi}{180} \cdot \frac{R}{b} \int_0^{\varphi} bd\varphi°. \tag{9. 45}$$

Таким способом было вычислено очертание сечения, изображенное на фиг. 230, причем для тех же данных, для которых был рассчитан кожух, показанный на фиг. 226, а именно: $V' = 0{,}258$ *м³/сек*; $K = r_2 c_{3u} = 1{,}015$ *м²/сек*. Уравнения (9. 42) и (9. 45) были вычислены при $\lambda = 0{,}04$. Переход от расчетного сечения к окончатель-



Фиг. 230. Схема к расчету спирального кожуха с учетом трения:

1 — поправка на влияние языка; *2* — поправка на трение на наружной обечайке.

ному, скругленному сечению, был осуществлен с помощью изменения угла наклона δ_1, причем опять в основу было положено уравнение (9. 40а).

Спираль показана на фиг. 229. Для сравнения пунктиром показано очертание сечения, которое получилось бы без учета трения. На фиг. 230 можно непрерывный переход между рабочим колесом и спиральной стенкой заменить более резким переходом, показанным на фиг. 226, и тем самым сэкономить расходы на обработку.

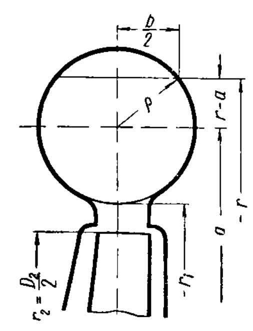
77. СПИРАЛЬНЫЙ КОЖУХ КРУГЛОГО СЕЧЕНИЯ

Из предыдущего раздела следует, что спиральный кожух круглого поперечного сечения не удовлетворяет предъявляемым требованиям, поскольку течение не будет протекать между поверхно-

стями вращения. Но так как преимущественно применяется эта форма кожуха и она поддается математическому анализу, то ниже приводится расчет этой формы при предположении, что на выходе из колеса имеют место постоянные условия скорости и давления, несмотря на отсутствие осевой симметрии спирали.

а) **Расчет идеального потока** (без трения). Ввиду того что закон площадей применим также и здесь при сделанном предположении, то любое сечение спирали должно удовлетворять уравнению (9. 39). При этом нижний предел интеграла относится к точке круглого сечения, ближайшей к оси. Согласно фиг. 231, между b и r существует теперь простая зависимость:

$$\left(\frac{b}{2}\right)^2 + (r-a)^2 = \rho^2. \qquad (9.46)$$



Фиг. 231. Спиральный кожух с круглым сечением.

Если полученное отсюда значение b ввести в интеграл, то получим

$$\int_{r_i}^{R} \frac{bdr}{r} = 2\int_{a-\rho}^{a+\rho} \sqrt{\rho^2-(r-a)^2}\,\frac{dr}{r} =$$

$$= 2\pi\left(a-\sqrt{a^2-\rho^2}\right). \qquad (9.47)$$

Следовательно, согласно уравнению (9. 49)

$$\varphi^\circ = \frac{720K}{V'}\pi\left(a-\sqrt{a^2-\rho^2}\right), \qquad (9.48)$$

где $K = r_2c_{3u}$ определяется основным уравнением при отсутствии направляющих лопаток. При входе в рабочее колесо без закрутки вновь применимо уравнение (9. 37), т. е.

$$K = \frac{gH_{th}}{\omega}. \qquad (9.49)$$

Ввиду того что наименьшее расстояние $r_i = a - \rho$ определяется положением языка спирали, то целесообразно ввести $a = r_i + \rho$ вследствие чего уравнение (9. 48) приобретает следующую форму:

$$\varphi^\circ = \frac{720K}{V'}\pi\left[r_i+\rho-\sqrt{r_i(r_i+2\rho)}\right]. \qquad (9.50)$$

При проектировании спирали удобнее всего выбирать φ, а затем вычислить ρ. Поэтому лучше всего применить следующую форму уравнения (9. 50)

$$\rho = \frac{\varphi^\circ}{C} + \sqrt{2r_i\frac{\varphi^\circ}{C}}, \qquad (9.51)$$

где

$$C = \frac{720\pi K}{V'}. \qquad (9.52)$$

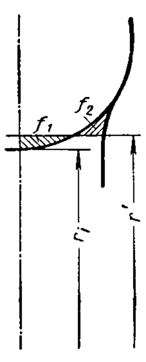
Последнее выражение можно также написать в другом виде, так как $V' = 2\pi r_2 b_2 F c_{3m}$

$$C \equiv \frac{360}{b_2 \operatorname{tg} \alpha_3} = \frac{360 c_{3u}}{b_2 c_{3m}}. \qquad (9.53)$$

Следовательно, спиральный кожух однозначно определяется этой величиной C или соответственно значениями $b_2 \operatorname{tg} \alpha_3 = b_2 \frac{c_{3m}}{c_{3u}} ur$.

Уравнение (9. 51) наиболее выгодно для практических целей. При $\varphi = 360°$ радиус конечного сечения получается равным

$$\rho_{max} = \frac{V'}{2\pi K} + \sqrt{r_i \frac{V'}{\pi K}} \qquad (9.54)$$



Фиг. 232. Радиус языка r' больше r_i.

или

$$\rho_{max} = b_2 \operatorname{tg} \alpha_3 + \sqrt{2r_i b_2 \operatorname{tg} \alpha_3}. \qquad (9.54a)$$

Выведенные уравнения остаются справедливыми, если меридиональная скорость при входе в спираль направлена не радиально изнутри к периферии, а наклонно к оси.

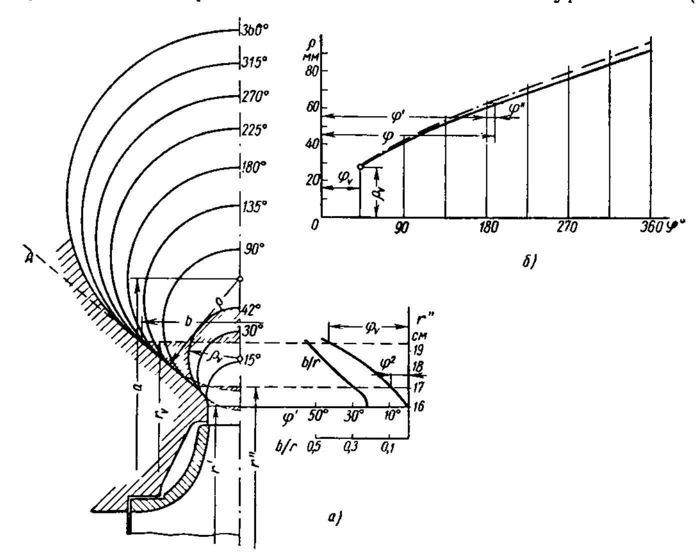
Часто применяемый способ расчета, когда сечение спирали принимается пропорциональным углу φ, давал бы равенство $\rho = \text{const} \sqrt{\varphi}$, которое получается, если в уравнении (9. 51) пренебречь $\varphi°/C$. Этот член имеет значение $b_2 \operatorname{tg} \alpha_3$ при $\varphi = 360°$. Ошибка, выраженная в долях оставшегося второго члена, составляет $\sqrt{2b_2 \operatorname{tg} \alpha_3 / 2r_i}$ согласно уравнению (9. 54а), или в долях сечения двойную величину, а именно, $\sqrt{b_2 \operatorname{tg} \alpha_3 / 2r_i}$, что может быть допущено в расчете при малых значениях b_2/r_i в сочетании с малым углом α, т. е. для узких спиральных кожухов.

Минимальное значение радиуса ρ равняется $b_3/2$. Поэтому круглое сечение спирали нельзя осуществить на первой восьмой части (до $^1/_4$) спирали. Эту начальную часть спирали необходимо спроектировать по правилам предыдущего раздела и при этом создать постепенный переход к круглому сечению (фиг. 233), если не предпочитают вычисленные круглые сечения превратить в переходные сечения.

Ввиду того что кромка языка прямая, то r_i при любом значении φ должен быть определен методом проб таким образом, чтобы выравнять площади f_1 и f_2, как это показано на фиг. 232. Вследствие постоянства радиуса языка r' радиус r_i должен несколько увеличиваться с ростом φ. Но ошибка несущественна, даже если исходить из постоянства $r_i = r'$, тем более, что вблизи создается описанное выше положительно влияющее расширение спирали.

При таком выполнении боковые стенки кожуха при переходе от выходного рабочего колеса к спирали могут и не быть поверхностями вращения.

Если же этот переход желательно выполнить в виде поверхности вращения (что, например, целесообразно в случае установки между колесом и спиральным кожухом кольца, снабженного силовыми лопатками), то согласно фиг. 233 поступают таким образом: сперва чертят начало спирали (по способу, изложенному в разделе 76) вплоть до сечения $\varphi_v = 42°$ с радиусом ρ_v, что позволяет построить полную окружность с правильным выравниванием на расстоянии r' до языка. Следующие окружности дают тогда выравнивание только для увеличенного расстояния r'' до языка. Из уравнения (9. 48)



Фиг. 233. Переход от выхода из рабочего колеса к спиральному кожуху в виде поверхности вращения при круглом сечении кожуха.

при значении a соответствующем той или иной окружности, вычисляют центральный угол

$$\varphi' = C\left(a - \sqrt{a^2 - \rho^2}\right) \tag{9.55}$$

и получают угол φ, соответствующий расстоянию r' до языка из равенства $\varphi = \varphi' + \varphi''$, где φ'' можно определить по дополнительной фигуре справа при полученном значении r''.

Этот расчет повторяют для достаточного количества окружностей, которые вписываются между направляющими линиями A и таким образом получают кривую ρ, φ, показанную на фиг. 233, a; по этой же кривой определяют значения радиуса ρ при требуемом угле φ. Выравнивание поверхностей у наружной границы сечения, построенное для первой окружности с радиусом ρ_v, для остальных сдвинутых окружностей делать не нужно. Спираль на фиг. 233 относится к рабочему колесу, расчет которого был приведен в разделе 53,

б) Учет трения в спиральном канале. Сечения, вычисленные по приведенным выше уравнениям, следует увеличить, т. е. сделать добавку $\Delta F = 2\rho\pi\Delta\rho_i$, которую можно определять из уравнения (9. 43), если при этом ввести $r = a^1 = r_i + \rho$, $b = 2\pi\rho$ (соответственно полной окружности), $d\varphi = (\pi/180)\, d\varphi^\circ$ так что

$$d(\Delta F) = \frac{\lambda}{8} \cdot \frac{\pi}{180} (r + \rho)\, 2\rho\pi d\varphi^\circ.$$

Если для ρ использовать приближенное значение из уравнения (9. 51), т. е. ввести $\sqrt{2r_i\varphi^\circ/C}$ (что допустимо, принимая во внимание несущественность поправки) и затем проинтегрировать, то получим

$$\Delta F = 2\pi\rho\Delta\rho = \frac{\lambda}{8} \cdot \frac{2\pi^2}{180} \int_0^\varphi \left(r_i + \sqrt{2r_i \frac{\varphi^\circ}{C}}\right) \sqrt{2r_i \frac{\varphi^\circ}{C}}\, d\varphi.$$

После интегрирования получим

$$\Delta\rho = \frac{\lambda}{8} \cdot \frac{\pi}{180} \cdot \frac{r_i}{\rho}\, \varphi^\circ \left(\frac{2}{3} \sqrt{\frac{2r_i\varphi^\circ}{C}} + \frac{\varphi^\circ}{C}\right) \qquad (9.56)$$

или принимая во внимание уравнения (9. 51)

$$\Delta\rho = \frac{\lambda}{8} \cdot \frac{\pi}{180} \cdot \frac{r_i}{\rho}\, \varphi^\circ \left(\frac{2}{3}\rho + \frac{\varphi^\circ}{C}\right). \qquad (9.57)$$

Вследствие незначительности этой поправки $\Delta\rho$, которая зависит, кроме того, от достаточно ненадежного выбора λ, здесь опять можно отбросить второй, очень малый член в скобках, после чего получаем

$$\Delta\rho = \frac{\pi}{6} \lambda r_i \frac{\varphi^\circ}{360}. \qquad (9.58)$$

Приближенно оценивая коэффициент λ равным 0,0475 после объединения числовых значений, получим

$$\Delta\rho = 0{,}025\, r_i \frac{\varphi^\circ}{360}. \qquad (9.59)$$

Таким образом, учет трения дает окончательное значение радиуса

$$\rho_{рез} = \rho + \Delta\rho. \qquad (9.60)$$

Добавка $\Delta\rho$ не зависит от ρ; она имеет большое значение для узких спиральных кожухов при небольшом удельном числе оборотов n_q, в то время как для сравнительно широких спиральных кожухов, у которых ρ имеет порядок величины r_i, этой поправкой можно пренебречь.

---

[1] Строго говоря, расстояние r должно соответствовать средней скорости и соответственно не совпадать с центром окружности из-за гиперболического закона распределения скоростей; предполагаемое незначительное отклонение не оправдывает, однако, обусловленного этим затруднения расчета.

Кроме того, прибавка пропорциональна центральному углу φ и достигает значения 0,025 r_l в конце спирали, т. е. при $\varphi = 360°$. Важен вывод, что $\Delta\rho$ пропорциональна φ, т. е. ρ^2 и, тем самым пропорциональна, площади сечения. Добавка площади $\Delta F = 2\pi\rho\Delta\rho$ увеличивается, следовательно, пропорционально ρ^3. Эти оба вывода показывают, что учет трения путем увеличения расчетного расхода не соответствует действительному влиянию трения.

77а. УЧЕТ ИЗМЕНЕНИЯ ПЛОТНОСТИ В СПИРАЛЬНОМ КОЖУХЕ

Если число Маха $\frac{c_3}{a}$ на входе в спираль больше, чем 0,6, то в первую очередь важно сделать достаточно большим расстояние до языка. Расчет спирали в этом случае отличается от вышеизложенного расчета тем, что теперь нельзя пренебрегать изменением плотности по длине спирали. Пусть спиральный кожух имеет круглое сечение. Его конечное сечение, которое соответствует центральному углу $\varphi = 360°$, имеет радиус согласно уравнению (9. 54)

$$\rho_{max} = \frac{V_e}{\pi D_2 c_{3u}} + \sqrt{2 r_l \frac{V_e}{\pi D_2 c_{3u}}} \, . \tag{9.61}$$

Здесь, вследствие повышения плотности газа, происходящего в спирали, V_e меньше расхода V_3, имеющегося в зазоре между колесом и кожухом. Согласно уравнению (7. 22а) имеем

$$V_e = V_3 \frac{1 + \frac{\Delta t_e}{T_3}}{1 + \frac{\chi}{\chi - 1} \eta_{спир} \frac{\Delta t_e}{T_3}} \, , \tag{9.62}$$

где $\lambda_{спир}$ — к. п. д. превращения скорости в давление в спирали, который следует приравнять η_h; Δt_e — прирост температуры в спирали вплоть до средней части конечного сечения, а именно:

$$\Delta t_e = \frac{c_3^2 - c_e^2}{\frac{2gc_p}{A}} \, ;$$

для воздуха

$$\Delta t_e = \frac{c_3^2 - c_e^2}{2g\,103} \tag{9.63}$$

c_e — предварительно принятая средняя скорость в рассматриваемом сечении.

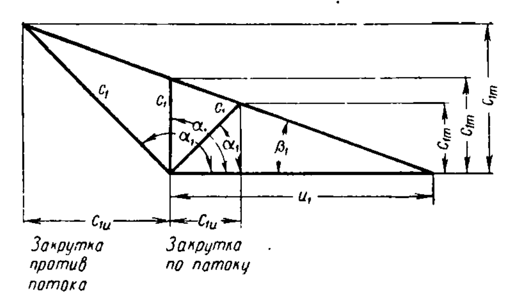
Сравнительно сильное уменьшение с V_3 до V_e может оправдать эту дополнительную работу по расчету.

Большая конечная скорость c_e может быть значительно снижена в примыкающем конусном патрубке, но при этом необходимо принять во внимание, что угол его расширения согласно уравнению (2. 61) следует уменьшить по сравнению с обычно применяемыми значениями.

При определении промежуточных сечений спирали по уравнению (9. 51) следует интерполировать величину V между V_3 и V_e пропорционально φ так, что при $\varphi = 0$, $V = V_3$; другой способ приводит Вальденази [293].

78. ВХОДНОЙ НАПРАВЛЯЮЩИЙ АППАРАТ

До сих пор мы рассматривали главным образом случай входа в колесо без закрутки. Основное уравнение (3. 26) показывает, что закрутка потока по вращению колеса (положительная) уменьшает высоту напора, а против вращения (отрицательная), наоборот, увеличивает его, потому что второй член уравнения получается соот-



Фиг. 234. Треугольники скоростей на входе при закрутке по вращению и против вращения у одинаковых рабочих колес.

ветственно отрицательным или положительным. Треугольник скоростей на входе, показанный на фиг. 234, позволяет установить [1], что скорость c_{1m} и расход изменяются в ту же сторону, что и напор. Поэтому иногда применяют входные направляющие лопатки для регулирования подачи без увеличения входных потерь (см. раздел 96). Кроме того, как можно видеть на фиг. 234, закрутка потока на входе по вращению уменьшает относительную входную скорость. Вследствие этого уменьшается трение в рабочем канале. Практика показывает также, что к. п. д. несколько повышается при введении незначительной положительной закрутки на входе. Закрутка против вращения ухудшает к. п. д. так, что большей частью α_0 не выходит за пределы 120°.

Закрутку на входе можно создать также с помощью спиральной формы входного канала. Но входной направляющий аппарат имеет то преимущество, что в нем происходит выравнивание скоростей втекающего потока, что может иметь значение при неблагоприятной прокладке всасывающего трубопровода или при неудачной конструкции входного канала в корпусе насоса.

---

[1] При заданном угле входа потока β_1. *Прим. ред.*

У одноступенчатых водяных насосов редко применяется входной направляющий аппарат, потому что снижается давление перед колесом и, следовательно, усиливается опасность кавитации. В противоположность этому у многоступенчатых насосов обратные лопатки представляют одновременно входной направляющий аппарат, который позволяет направлять поток под любым углом в следующую ступень. У воздуходувок, в особенности с осевыми лопатками и при не очень высоком напоре, применяют закрутку против потока для повышения коэффициента давления ψ. При очень высокой окружной скорости также нельзя применять закрутку против вращения вследствие опасности превышения скорости звука из-за увеличения относительной входной скорости у рабочего колеса.

Если входные направляющие лопатки обтекаются в осевом направлении и имеют достаточную радиальную длину, то целесообразно дать им такую пространственную кривизну лопаток, чтобы выдержать условия постоянства момента количества движения за ними (аналогично случаю выходных направляющих лопаток, рассмотренному в разделе 68). Согласно имеющемуся опыту, цилиндрические направляющие лопатки с постоянным углом выхода также дают приемлемые результаты при ускоренном течении потока между ними, если рабочие лопатки расположены непосредственно за направляющим аппаратом и спрофилированы соответственно переменному моменту количества движения на входе. Вместо закона постоянства момента количества движения в этих случаях применяется следующий закон Эккерта [294]

$$c_u r^{\cos^2 \alpha_{\mathrm{I}}} = \mathrm{const},$$

где α_{I} равняется постоянному выходному углу незакрученной направляющей лопатки. Хотя течение получается вихревым, однако в этом случае закон Бернулли с постоянным значением константы справедлив, потому что от потока не отводится энергия, если не учитывать трение.

ГЛАВА X

ХАРАКТЕРИСТИКИ

79. ПОСТРОЕНИЕ НАПОРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

До настоящего времени все рассуждения были основаны на безударном входе в рабочее колесо и направляющий аппарат. Однако в эксплуатации, как правило, это условие не соблюдается. Поэтому при использовании лопаточного насоса важно знать, как он будет себя вести, если расход отличается от нормального, так как следует ожидать, что высота напора будет изменяться, когда изменяется расход или число оборотов. У поршневых насосов такой зависимости нет. Представляет также интерес возможность применения насоса определенного размера при возможно более разнообразных условиях, не говоря уже о том, что при любой эксплуатации могут наблюдаться колебания трех основных параметров: расхода, высоты напора и числа оборотов.

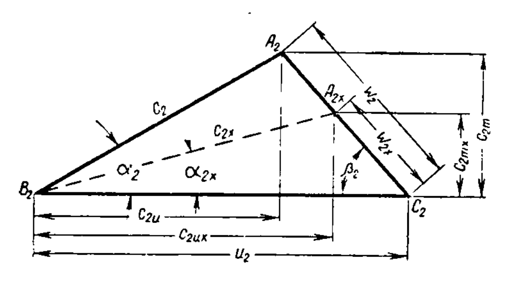
Это исследование произведем таким образом, что сперва будем считать неизменным число оборотов и установим, как при этом будет изменяться высота напора, в зависимости от расхода. Эту зависимость легко определить путем испытания готового насоса, если при постоянном числе оборотов изменять расход с помощью дроссельной задвижки, установленной в нагнетательном трубопроводе, и при этом измерять соответствующие значения V_x и высоты напора H_x. Кривую, которая представляет собой линию постоянного числа оборотов на диаграмме (V_x, H_x), называют напорной характеристикой; кроме такой напорной характеристики может представлять интерес характеристика всего насосного агрегата, состоящего из насоса и мотора, которая получается, когда описанные выше испытания производятся при изменениях числа оборотов мотора, возникающих вследствие изменения потребляемой мощности насоса и вследствие характера его регулирования. Семейство напорных кривых для всех возможных чисел оборотов образует в пространственной координатной системе с координатами (V_x, H_x, n) поверхность, называемую характеристической поверхностью, по которой можно судить о поведении насоса в целом во всех возможных областях работы.

С помощью напорных характеристик можно определить также кривые отношения давлений на выходе и на входе, или кривые давления подачи в зависимости от расхода компрессоров.

Все переменные величины в последующих исследованиях обозначаются индексом x, когда они не соответствуют случаю безударного входа.

80. РАБОТА ЛОПАТКИ H_{thx} ПРИ ПЕРЕМЕННОМ РАСХОДЕ

Удар на входе в рабочее колесо представляет потерю энергии давления и поэтому имеет тот же характер, что и остальные гидравлические потери Z_I, возникающие в рабочем канале, которые не учитываются основным уравнением (согласно выводам раздела 17). Работа лопатки H_{thx} на 1 *кг* перемещаемой жидкости (в противо-



Фиг. 235. Треугольники скоростей на выходе при бесконечно большом числе лопаток и переменном расходе.

положность полезной работе H_x) при данных условиях входа потока в колесо и при определенном потоке на выходе из колеса совершенно не зависит от наличия или отсутствия удара на входе; точно так же безразлично, как протекает поток между заданными начальным и конечным состояниями, т. е. возникают ли другие потери. Соответственно прежние выведенные уравнения остаются справедливыми также для небезударного потока.

Ограничим себя первоначально случаем входа жидкости в рабочее колесо без закрутки ($\alpha_0 = 90°$); при бесконечно большом числе лопаток этому соответствует

$$H_{th\infty x} = \frac{u_2}{g} c_{2ux} \qquad (10.1)$$

и при действительном числе рабочих лопаток

$$H_{thx} = \frac{u_2}{g} c_{3ux}. \qquad (10.2)$$

а) **Бесконечно большое число рабочих лопаток.** Скорость c_{2ux} в правой стороне уравнения (10.1) изменяется с расходом, т. е. с меридиональной скоростью c_{2mx}. Взаимная связь вытекает из диаграммы скоростей (фиг. 235), если при этом также учесть,

что выходной угол лопатки β_2, т. е. также направление относительной выходной скорости w_{2x} остается неизменным. Поскольку мы пока опустим из уравнения коэффициент, учитывающий сужение лопатки, то получаем

$$c_{2mx} = (w_{2x} \sin \beta_2) = \frac{V_x}{\pi D_2 b_2}. \qquad (10.3)$$

Отсюда следует

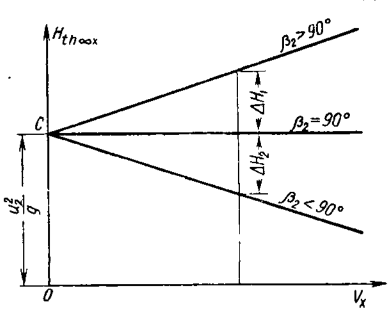
$$c_{2ux} = u_2 - c_{2mx} \operatorname{ctg} \beta_2 = u_2 - \frac{V_x}{\pi D_2 b_2} \operatorname{ctg} \beta_2, \qquad (10.4)$$

и согласно уравнению (10.1)

$$H_{th\infty x} = \frac{u_2}{g}\left(u_2 - \frac{\operatorname{ctg} \beta_2}{\pi D_2 b_2} V_x\right). \qquad (10.5)$$

Таким образом, найдена зависимость удельной работы лопатки от расхода V_x при бесконечно большом числе лопаток. Очевидно это уравнение представляет прямую.

Второй член в скобках меняет свой знак, когда выходной угол лопатки β_2 проходит через значение 90°. Отсюда получаются зависимости работы лопаток от расхода при $\beta_2 \lesseqgtr 90°$, показанные на фиг. 236, т. е. для лопаток, загнутых назад, кончающихся радиально и загнутых вперед. Работа лопаток на 1 *кг* жидкости уменьшается с ростом расхода у лопаток, загнутых назад, увеличивается — в случае лопаток, загнутых вперед и остается постоянной и равной $\frac{u_2^2}{g}$ у радиально оканчивающихся лопаток. При одинаковой окружной скорости работа лопатки, загнутой вперед, больше на величину ΔH_1, у лопатки, загнутой назад, меньше на величину ΔH_2, чем у лопатки с радиальным расположением конца. Прямолинейная зависимость была видна уже по диаграмме скоростей на фиг. 235, потому что там точка A_{2x} перемещается также по прямой A_2C_2 с изменением расхода и ее координаты относительно точки B_2, а именно: c_{2mx}, c_{2ux} находятся в неизменном отношении к V_x или $H_{th\infty x}$ согласно уравнениям (10. 1) и (10. 3). Диаграмма (V_x, $H_{th\infty x}$) представлена на фиг. 235, только в ней заменены координатные оси и масштаб. С ростом выходного угла лопатки β_2 прямая C_2A_2 повертывается около C_2, аналогично вращению $H_{th\infty x}$ вокруг C (см. фиг. 236).



Фиг. 236. Удельная работа лопатки $H_{th\infty}$ в зависимости от расхода при постоянном числе оборотов.

Поскольку не учитывался входной удар, $H_{th\infty x}$ представляет собой теоретическую высоту напора. Увеличение напора с ростом расхода,

как это имеет место при загнутых вперед лопатках, находится в противоречии с тем, что увеличение расхода на испытательном стенде создается путем увеличения дроссельного сечения. Поэтому, кроме недостатков, упомянутых в разделе 24, следует в этом случае опасаться неустойчивых режимов работы загнутых вперед лопаток (см. также раздел 91).

Когда дроссельная задвижка закрыта, следовательно, $V_x = 0$, все три формы лопаток дают одинаковые значения $\frac{u_2^2}{g}$ для удельной работы лопаток. В то же время давление в зазоре составляет, согласно уравнению (3. 20), только $H_{p\infty} = \frac{u_2^2}{2g}$ при $w_2 = 0$, $c_0 = 0$, $Z_1 = 0$. Это противоречие объясняется тем, что жидкость по окружности колеса вращается с абсолютной скоростью u_2. Вследствие этого, кроме энергии статического давления $\frac{u_2^2}{2g}$, создается скоростной напор $\frac{u_2^2}{2g}$ и, следовательно, суммарный прирост энергии $\frac{2u_2^2}{2g}$. Это показывает, что если бы вращение в зазоре было уничтожено вследствие трения, то должно было бы происходить сильное падение давления. При испытании не обнаруживается какого-либо падения давления, потому что при закрытой задвижке все же сохраняется подача, равная утечкам через зазор, и происходит обмен жидкостью между пространством в зазоре и каналами рабочего колеса.

б) **Конечное число лопаток.** При идеальной жидкости работа лопатки также изменяется по прямой, поскольку сохраняется условие тангенциального стекания потока с лопатки. Это можно доказать [295] наиболее просто, исходя из рассмотрения циркуляции вокруг лопатки. Уравнение (3. 13) можно написать в виде

$$H_{th\,x} = \frac{\omega}{2\pi g}\, z\Gamma_{sx} = \frac{n}{60g} z\Gamma_{sx}. \tag{10. 6}$$

Циркуляция Γ_{sx} вокруг отдельной лопатки состоит из частей, которые обусловлены потоком вытеснения и расходным потоком таким образом, что любой из этих частичных потоков дает тангенциальное стекание. Поток вытеснения у данного колеса зависит только от числа оборотов, так что скорость в определенном месте изменяется пропорционально числу оборотов, а скорость расходного потока (который рассматривается в неподвижном колесе) изменяется пропорционально V_x и не зависит от числа оборотов n. Следовательно, имеем

$$\Gamma_{sx} = k_1 n + k_2 V_x,$$

где k_1 и k_2 обозначают постоянные коэффициенты, которые зависят от конфигурации лопаток. Отсюда согласно уравнению (10. 6) получим

$$H_{th\,x} = \frac{n}{60g} z\,(k_1 n + k_2 V_x), \tag{10. 7}$$

т. е. работа лопаток зависит линейно от V_x при постоянном числе оборотов. Этот вывод предполагает, что поверхности линий тока остаются неизменными при частичной нагрузке и перегрузке, что соблюдается у плоского течения, следовательно, у радиальных лопаток с одинарной кривизной, но не имеет места у лопаток двоякой кривизны, а также у осевых лопаток. Несмотря на это, прямолинейную зависимость можно считать общеприменимой.

Если хотят экспериментально определить удельную работу лопатки для реальной жидкости путем измерения мощности на валу N_x, расхода $V_x + V_{spx}$ при одновременном определении трения колеса N и трения в подшипниках N_m [согласно уравнению (1. 26)], то нельзя пренебрегать турбулентным обменом жидкости по окружности колеса, потому что на этот обмен расходуется значительная дополнительная мощность N_a при частичной нагрузке; эта дополнительная мощность имеет такой же характер, как и трение колеса, следовательно, должна быть вычтена из H_{thx} (хотя она и приводит к незначительному приросту высоты напора). На фиг. 237 наглядно показаны эти обратные течения в пограничном слое, вызывающие потери мощности [1].

Следовательно, искомая работа лопатки H_{thx} должна была бы определяться из выражения

$$H_{th\,x} = 75\,\frac{N_x - (N_a + N_r + N_m)}{\gamma\,(V_x + V_{sp})}\,. \qquad (10.\,7а)$$

Но обменная мощность N_a неизвестна. Кроме того, она содержится в N_x. Если пренебречь ею, то получается завышенная работа лопатки, а именно,

$$H_{th\,L} = H_{th} + Z_a = H_{th\,x} + \frac{75 N_a}{\gamma V_x}\,, \qquad (10.\,7б)$$

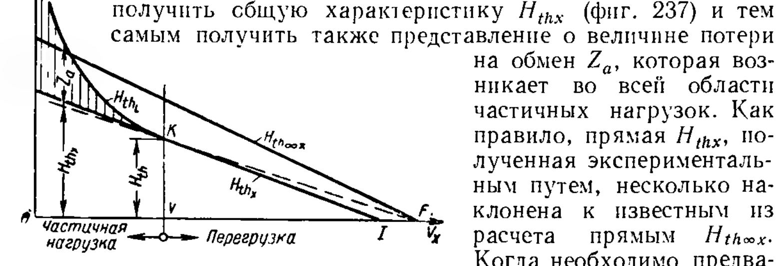
причем Z_a означает работу обмена (или потерю на обратные течения), отнесенную к 1 *кг* перемещаемой жидкости. Эта часть работы учитывалась уже уравнением (1. 25б) и уравнением (3. 7). Кривая значений этой суммарной работы лопатки H_{thL} (работа брутто), согласно уравнению (10. 7б), возрастает асимптотически по направлению к оси ординат; у тихоходных машин эта кривая в области безударного входа проходит параллельно линии $H_{th\,\infty x}$. Удельная работа Z_a на обменные (обратные) течения имеет значение, прежде всего, при частичной нагрузке. Согласно практическому опыту она растет с увеличением выходного угла лопатки β_2 и явно выражена у круто установленных лопаток даже при нормальной нагрузке. В остальном имеет значение конструкция выходного направляющего

---

[1] Насколько сильно это обменное движение свидетельствует наблюдение, что краска, нанесенная на направляющем аппарате, отлагается на входе рабочего колеса. Подробности об этом сообщаются в диссертации Шрадера [74], в которой содержится большое количество подобных снимков, полученных с помощью нанесения краски. Обменное движение распространяется даже в нагнетательном трубопроводе. Вследствие этого понятно, почему в конце совершенно закрытого нагнетательного трубопровода вентилятора наблюдается более высокое давление, чем во входном патрубке вентилятора.

аппарата. Работа обмена Z_a имеет наибольшую величину у неподвижных направляющих лопаток и определяет большие потери холостого хода, зачастую превышающие половину нормальной мощности на валу. Безлопаточные направляющие аппараты и в известной степени также спиральные кожухи дают в этом отношении лучшие результаты. В настоящее время не удалось еще определить потери на обменные течения ни расчетным путем, ни экспериментальным путем.

В области подач выше расчетной исчезает потеря на обменные течения в уравнении (10. 7а). Следует отметить, что здесь зависимость для $H_{thL} = H_{thx}$ получается прямолинейной у всех форм колес. Вполне оправдано предположение, что путем продолжения этой прямой в обратном направлении можно получить общую характеристику H_{thx} (фиг. 237) и тем самым получить также представление о величине потери на обмен Z_a, которая возникает во всей области частичных нагрузок. Как правило, прямая H_{thx}, полученная экспериментальным путем, несколько наклонена к известным из расчета прямым $H_{th\infty x}$. Когда необходимо предварительно определить прямую H_{thx} расчетным путем, то необходимо выбрать ее наклон относительно легко определяемой прямой $H_{th\infty x}$, потому что известна только точка K расчетной нагрузки и отсутствуют остальные данные. Обычно исходят из предположения, что обе прямые проходят параллельно [296] или имеют общую точку пересечения F на оси абсцисс (фиг. 237). Наблюдается, однако, и такое взаимное их положение, когда точка пересечения обеих прямых H_{th} находится вблизи оси ординат. Поэтому до настоящего времени еще нет возможности надежно заранее определить напорную характеристику. К этому следует добавить еще более существенный факт, что потери, которые также следует учитывать и которые будут рассмотрены в следующих разделах, могут быть определены лишь приближенно.



Фиг. 237. Относительное расположение прямых H_{thx} и $H_{th\infty x}$. H_{thL} — работа лопатки с учетом потерь на обмен импульсами.

В дальнейшем мы отдаем предпочтение схеме расчета с точкой пересечения F, лежащей на оси V_x (см. пунктирную линию на фиг. 237), потому что в этом случае отношение $\frac{H_{th\infty x}}{H_{thx}}$, т. е. коэффициент уменьшения мощности остается постоянным, благодаря чему расчет значительно упрощается. Если в основу положить другое взаимное расположение прямых H_{th}, то способ расчета изменяется в том смысле, что коэффициенты уменьшения мощности ψ' и p будут зависеть от степени наполнения $\frac{V_x}{V}$ (см. также работу Рючи [297], «Обеспе-

чение стабильных напорных характеристик лопаточных насосов»).

Согласно уравнению (3. 38) имеем

$$H_{th\,x} = \frac{1}{1+p} H_{th\infty x}, \qquad (10.8)$$

где p теперь считается постоянным для одного и того же насоса. Уравнение (10. 8) вместе с уравнением (10. 5) дает

$$H_{thx} = \frac{1}{1+p} \cdot \frac{u_2}{g} \left(u_2 \pm V_x \frac{\operatorname{ctg} \beta_2}{\pi D_2 b_2}\right). \qquad (10.9)$$

Иногда рекомендуется переменную V_x выразить безразмерно через так называемый коэффициент наполнения $\frac{V_x}{V}$, т. е. отношением заданного расхода к расходу, соответствующему безударному входу. Для этой цели введем в рассмотрение

$$V = \pi D_2 b_2 c_{2m}$$

или после введения значения скорости c_{2u} из уравнения (6. 16), так как здесь $\alpha_2' = \alpha_3$

$$V = \pi D_2 b_2 \frac{u_2}{(1+p)\operatorname{ctg} \alpha_3 + \operatorname{ctg} \beta_2} \qquad (10.9а)$$

и, следовательно, согласно уравнению (10. 9)

$$H_{th\,x} = \frac{u_2^2}{g} \cdot \frac{1}{1+p}\left[1 - \frac{V_x}{V} \cdot \frac{\operatorname{ctg} \beta_2}{(1+p)\operatorname{ctg} \alpha_3 + \operatorname{ctg} \beta_2}\right]. \qquad (10.9б)$$

α_3 представляет угол входа потока в направляющий аппарат при безударном входе, следовательно, не зависит от V_x.

81. ПОСТРОЕНИЕ НАПОРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСЧЕТНЫМ ПУТЕМ

Для получения кривой высоты напора H_x следует вычесть из значений удельной работы лопаток H_{thx} все гидравлические потери, связанные с протеканием жидкости внутри насоса, а именно:

1) трение в каналах Z_{hx} внутри всего насоса, а также потери на повороты и потери вследствие превращения скорости в давление;

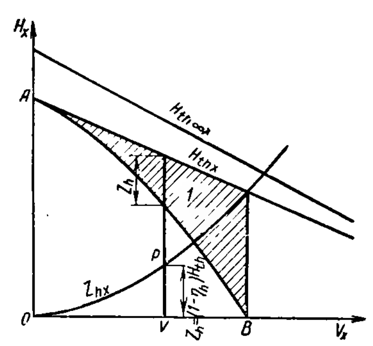
2) потеря Z_5 на удар при входе в рабочее колесо и в направляющий аппарат.

а) Трение в каналах, потери на повороты и потери, связанные с изменением скоростей Z_{hx}. При безударном входе эти потери учитываются гидравлическим к. п. д. η_h, который известен из расчета насоса. При нормальном расходе V, соответствующем отсутствию удара, получим, следовательно,

$$Z_h = (1 - \eta_h) H_{th}. \qquad (10.10)$$

Любое значение Z_{hx} состоит также из потерь в направляющем аппарате и рабочем колесе, а также в соединительных коленах после входных и выходных патрубков. Ввиду того что для расчета этих

отдельных потерь надежные способы отсутствуют, приходится исходить из закономерностей для неподвижного колеса, согласно чему потери изменяются со скоростью, следовательно, с изменением расхода V_x, по кривой, сходной с параболой при показателе степени между 1,75 и 2 (см. раздел 13, п. а). Если для простоты принять квадратичную закономерность, то кривую Z_{hx} можно начертить в виде параболы OP (фиг. 238), проходящей через известную точку P с главной осью по оси ординат и с вершиной в начале координат. Предположение, что показатель степени равняется 2, кажется вполне допустимым, потому что, с одной стороны, потери на поворот и на превращение скорости в давление растут достаточно точно с квадратом скорости; чистое трение также приближается к квадратичной закономерности в случае шероховатых стенок.



Фиг. 238. Влияние трения в канале на изменение напора в зависимости от расхода:

1 — трение в канале.

Если построена парабола OP, то ее ординаты можно вычесть из ординат прямой H_{thx} и отсюда можно получить форму кривой $(H_{thx} - Z_{hx})$, которая снижается по направлению к положительной оси V_x; она касается прямой H_{thx} в точке A и очевидно также является параболой. Уравнение кривой OP имеет следующий вид

$$Z_{hx} = (1 - \eta_h) H_{th} \left(\frac{V_x}{V}\right)^2. \quad (10.11)$$

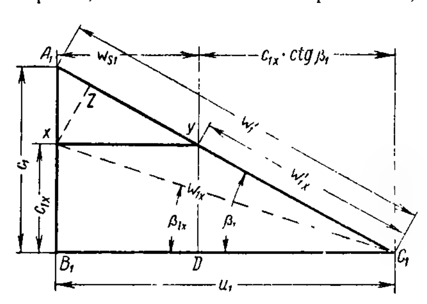
Если, кроме коэффициента наполнения $\frac{V_x}{V}$, использовать только заданные размеры колеса, как определяющие величины, то согласно уравнению (10. 9б) получим при $V_x = V$

$$H_{th} = \frac{u_2^2}{g} \cdot \frac{\operatorname{ctg} \alpha_3}{(1 + p) \operatorname{ctg} \alpha_3 + \operatorname{ctg} \beta_2}. \quad (10.12)$$

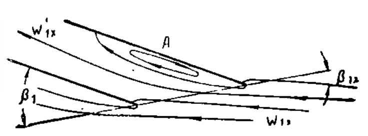
б) Потери на удар. Ниже рассматривается удар при входе, когда входная кромка лопатки обтекается не тангенциально, хотя в действительности отдельные струйки подвергаются непрерывному отклонению. Это уже подчеркивалось в случае рассмотрения колена и учитывалось путем введения коэффициента φ в уравнение (1. 9а).

1. В х о д в р а б о ч е е к о л е с о. Если абсолютная входная скорость c_{1x} отличается от скорости c_1, которая вместе с окружной скоростью u_1 дает относительную скорость w_1, совпадающую с направлением входного угла лопатки β_1 (фиг. 239), то получается новый треугольник скоростей xB_1C_1; при этом должно произойти внезапное отклонение потока от угла β_{1x} до заданного угла лопатки β_1, что при поверхностном рассмотрении дает такую же схему отклонения, как в случае колена, при более точном — схему отклонения,

показанную на фиг. 240. При этом не учитывается отклонение потока на входе из-за конечного шага лопаток, так как мы этим пренебрегли, как выше было условлено. Согласно теореме о количестве движения критическая точка будет лежать не на кромке лопатки, а смещена внутрь канала (как было ранее показано на примере расчета пластинки, расположенной наклонно к потоку). При расходах ниже расчетного (чему соответствует поворот потока с неравномерным замедлением скорости) эта критическая точка лежит на напорной стороне, как показано на фиг. 240, при больших расходах (следовательно, при неравномерном увеличении скорости) — на всасывающей стороне лопатки. Обтекание кромки лопатки создает в обоих случаях



Фиг. 239. Диаграмма скоростей при наличии удара на входе рабочего колеса.



Фиг. 240. Сравнение ударного режима входа потока в рабочее колесо с потоком в колене.

мертвое пространство A в тех же местах, как и в колене и усиливает обратный поток из рабочего колеса. В то же время различие механизма ударного процесса приводит к тому, что коэффициенты удара φ при неравномерном расширении и сужении менее различаются, чем у колена. Ввиду того что меридиональная скорость постоянна перед и после удара, а именно, равняется c_{1x}, конечная точка y относительной скорости после удара лежит на прямой параллельной u_1 и проходящей черех x (см. фиг. 239). Ударная составляющая скорости $xy = w_{s1}$ вызывает [согласно уравнению (1. 9а)] потерю энергии давления

$$Z_{s1} = \varphi \frac{w_{s1}^2}{2g} . \tag{10. 13}$$

Согласно фиг. 240 имеем

$$w_{s1} = u_1 \frac{c_1 - c_{1x}}{c_1} = u_1 \left(1 - \frac{c_{1x}}{c_1}\right) = u_1 \left(1 - \frac{V_x}{V}\right),$$

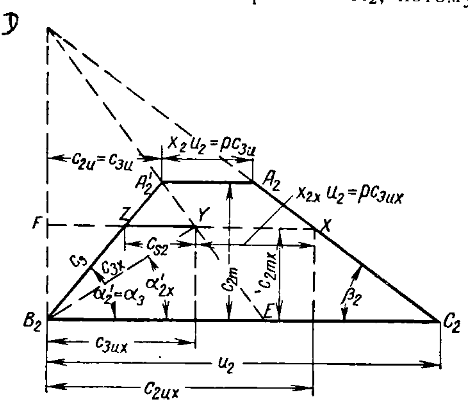
также

$$Z_{s1} = \frac{\varphi}{2g} u_1^2 \left(1 - \frac{V_x}{V}\right)^2, \tag{10. 14}$$

где

$$V = \pi D_1 b_1 c_1 \frac{t_1 - \sigma_1}{t_1} = \pi D_1 b_1 u_1 \operatorname{tg} \beta_1 \frac{t_1 - \sigma_1}{t_1} . \tag{10. 15}$$

2) Направляющий аппарат на входе. Здесь также появляется удар, когда меридиональная скорость c_{2mx} отклоняется от нормального значения c_{2m}. Относительная выходная скорость $w_{2x} = \overline{C_2X}$ (фиг. 241) сохраняет направление C_2X, определяемое неизменным выходным углом β_2 лопатки. Конечное число рабочих лопаток обусловливает теперь составляющую $\overline{XY}$, соответствующую отклонению потока на выходе. При этом точка V должна лежать на прямой DA_2', потому что этот треугольник скоростей (как об этом уже пояснялось в начале настоящего раздела) воспроизводит диаграмму V_xH_{thx} в координатах c_{2mx} и c_{3ux}. Прямые DC_2 и DE на фиг. 241 соответствуют линиям $H_{th\infty x}$ или H_{thx} и должны пересекаться в точке D оси c_{2mx} (B_2D), поскольку линии $H_{th\infty x}$ и H_{thx} пересекаются в точке F оси V_x (фиг. 237). Если прямые H_{thx} и $H_{th\infty x}$ считать параллельными, то прямые A_2C_2 и EA_2' на фиг. 241 должны также быть проведены параллельно.



Фиг. 241. Диаграмма скоростей для ударного режима входа потока в лопаточный направляющий аппарат, с учетом конечного числа лопаток.

Полученная таким образом абсолютная выходная скорость B_2Y, равная c_{3x}, будет направлена теперь под углом α_{2x}' и поэтому будет ударно отклоняться неподвижной направляющей лопаткой по направлению α_3, если мы предварительно примем, что направляющий аппарат установлен за рабочим колесом без зазора, т. е. $D_2 = D_4$. Так как меридиональная составляющая остается неизменной, то при этом возникает ударная составляющая $\overline{ZY} = c_{s2}$. Поэтому потери на удар равняются

$$Z_{s2}' = \varphi \frac{c_{s2}^2}{2g}.$$

Если же между рабочим колесом и направляющим аппаратом фактически имеется некоторый зазор, то скорости при входе в направляющий аппарат уменьшаются в отношении $D_2 : D_4$. Но угол α_{2x}' не изменяется, потому что меридиональная и окружная составляющие скорости изменяются в одинаковом отношении (влиянием конечной толщины рабочих лопаток на ударную составляющую можно вновь пренебречь). Сужение при входе в направляющие лопатки

не оказывает влияния на величину удара. В общем, следует учесть таким образом только ударную составляющую $c_{s2}\frac{D_2}{D_4}$, так что

$$Z_{s2} = \frac{\varphi}{2g}\left(c_{s2}\frac{D_2}{D_4}\right)^2. \qquad (10.16)$$

Так как теперь

$$\overline{B_2E} = \frac{\overline{YF\cdot B_2C_2}}{\overline{XF}} = \frac{c_{3ux}u_2}{c_{2ux}} = \frac{H_{thx}}{H_{th\infty\lambda}}u_2 = \frac{u_2}{1+p}.$$

Отсюда непосредственно следует

$$\overline{ZY} = c_{s2} = \overline{B_2E}\,\frac{c_{2m}-c_{2mx}}{c_{2m}} = \frac{u_2}{1+p}\left(1-\frac{c_{2mx}}{c_{2m}}\right) =$$

$$= \frac{u_2}{1+p}\left(1-\frac{V_x}{V}\right). \qquad (10.17)$$

Затем по уравнению (1 . 16) получаем

$$Z_{s2} = \frac{\varphi}{2g}\left(\frac{u_2}{1+p}\cdot\frac{D_2}{D_4}\right)^2\left(1-\frac{V_x}{V}\right)^2. \qquad (10.18)$$

Общие потери на удар состоят из

$$Z_s = Z_{s1} + Z_{s2}, \qquad (10.19)$$

причем Z_{s1} определяется из уравнения (10. 14), а Z_{s2} из уравнения (10. 18).

Если расход, соответствующий безударному входу в рабочее колесо и в направляющий аппарат, одинаков (что, кстати, не всегда имеет место), то получим

$$Z_s = \frac{\varphi}{2g}\left(1-\frac{V_x}{V}\right)^2\left[u_1^2 + \left(\frac{u_2}{1+p}\cdot\frac{D_2}{D_4}\right)^2\right]. \qquad (10.20)$$

Отсюда следует, что при $V_x = V$, $Z_s = 0$, как и следовало ожидать, и при $V_x = 0$

$$Z_{s0} = \frac{\varphi}{2g}\left[u_1^2 + \left(\frac{u_2}{1+p}\cdot\frac{D_2}{D_4}\right)^2\right]. \qquad (10.21)$$

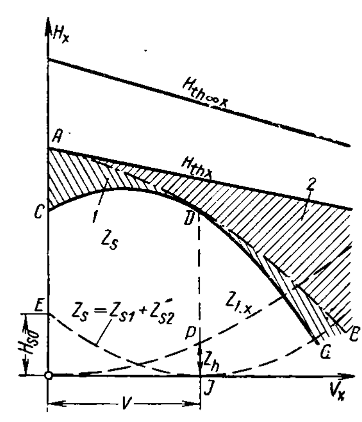
Согласно результатам новых исследований [298], [299] (в этих обеих работах изменения потерь на удар, определяемых по замеренным напорным характеристикам, возрастают не по параболе второго порядка, а почти линейно), лучше в этом уравнении отбросить множитель $\frac{D_2}{D_4}$, если не учитывается одновременно трение Z_r в безлопаточном кольцевом пространстве.

Уравнение (10. 20) представляет параболу, ось которой перпендикулярна к оси V_x, а вершина лежит на оси абсцисс в точке $V_x = V$ (фиг. 242). Если расходы, соответствующие безударному входу в рабочее колесо и в направляющий аппарат, не совпадают,

то сложение уравнений (10. 14) и (10. 18) дает параболу, которая больше не касается оси V_x.

Если ординаты параболы удара вычесть из ординат ранее полученной кривой AB, то полученная кривая CDG является искомой напорной характеристикой. Она касается линии AB в точке D ординаты безударной подачи воды и вновь представляет собой параболу с осью, параллельной оси ординат.

в) Построение напорной характеристики насоса с направляющим аппаратом или спиральным кожухом. Для построения напорной характеристики насоса первоначально проводится прямая H_{thx}, проще всего, как линия, соединяющая точки ее пересечения с двумя координатными осями, расстояния которых от нулевой точки [1] [согласно уравнению (10. 9)] по оси V_x равняются $u_2 \pi D_2 b_2 \operatorname{tg} \beta_2$, а по оси H_x равняются $\frac{u_2^2}{1+p}$. Затем строится парабола по уравнению (10. 11) (потери на трение) и парабола уравнения (10. 20) (потери на удар) [2].



Фиг. 242. Построение характеристики CDG, исходя из прямых зависимости напоров H_{thx} от расходов V_x для насоса с направляющим аппаратом или спиральным кожухом:

1 — потери на удар; *2* — трение в рабочем колесе и направляющем аппарате.

Обе параболы определены своими вершинами, осями и одной точкой. Вершина параболы потерь на трение лежит в нулевой точке, а вершина параболы потерь на удар — в конечной точке абсциссы V (равной расходу при безударном входе). Другая точка параболы потерь на трение находится в точке P (см. фиг. 242) с координатами V, $(1 - \eta_h) H_{th}$, причем к. п. д. лопатки η_h известен из расчета насоса, а H_{th} равняется ординате линии H_{thx} при безударном входе. Второй точкой параболы потерь на удар лучше всего взять ее точку пересечения E с осью ординат. Ордината Z_{s0} этой точки определяется уравнением (10. 21) при $\frac{D_2}{D_1} = 1$. Построение обеих парабол производится известными способами. Напорная характеристика получается после вычитания ординат линий Z_{hx} и Z_s из ординат линий H_{thx}.

---

[1] При учете конечной толщины лопатки на выходе из рабочего колеса, которой мы пренебрегли при выводе, это выражение следует умножить на $\frac{t_2 - \sigma_2}{t_2}$. Все остальное остается без изменения. Этот учет конечной толщины лопатки производится автоматически, если линию H_{thx} провести от точки A через нормальную точку (V, H_{th}).

[2] Если прямые $H_{th\infty x}$ и H_{thx} приняты параллельными, то парабола потерь на удар изменяется незначительно.

Значения V включают в себя потери в зазоре, которые приближенно оцениваются путем дополнительного смещения координатной системы или могут быть учтены вычислением значения V_{sp}, согласно разделу 15 (точнее согласно разделу 63 третьего издания настоящей книги).

Коэффициент удара φ, введенный в уравнение (10. 21), можно принять приближенно равным как для насосов с направляющим аппаратом, так для насосов со спиральным кожухом, но он зависит от того, как была выбрана прямая H_{thx}, так как от этого зависит положение точки A на фиг. 242. Если точка пересечения прямых H_{thx} и $H_{th\infty x}$ лежит на оси абсцисс, что можно считать достаточно произвольно назначенным условием, то значение коэффициента удара φ колеблется между 0,5 и 0,7.

То обстоятельство, что коэффициент удара φ для лопаточного направляющего аппарата и для спирального кожуха можно считать примерно одинаковым, следует рассматривать как случайное совпадение. Хотя спиральный кожух не представляет ничего иного, как один единый направляющий канал, но процессы в спиральном кожухе и направляющем аппарате протекают достаточно различно при расходах как меньших, так и больших расчетного. В первом случае для спирального кожуха особенно характерным является отсутствие осевой симметрии, так что обтекание рабочего колеса оказывается неравномерным по окружности. Эта несимметрия течения в рабочем колесе имеет своим последствием не только отклонение от прямолинейной зависимости теоретического напора для идеальной жидкости, но и то, что в рабочем колесе возникают еще дополнительные потери. Оба эти влияния должны были бы быть отражены в выбранном значении коэффициента удара φ при рассматриваемом способе построения напорной характеристики. Отсюда ясно, что не следует ожидать полного совпадения расчетной кривой с действительной.

Описанный способ приводит к удовлетворительному совпадению с действительностью только тогда, когда принимается во внимание, что ширина входа направляющих каналов должна быть сделана значительно большей, чем это требует расчет для получения безударного входа. Поэтому было бы более правильно вершину параболы Z_s потерь на удар на фиг. 242 соответственно сместить вправо. Но вследствие этого в расчетной точке возникает уже потеря на удар, которую следовало бы вычесть из η_h и потребовалась бы соответствующая поправка значения гидравлического к. п. д.

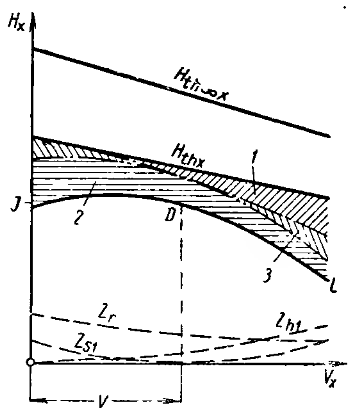
Эту трудность устраняют тем, что вершину параболы Z_s оставляют в точке J абсциссы, как и раньше в случае безударного входа, но эту линию строят не как параболу, а ее левую ветвь проводят почти как прямую соединительную линию между данными точками J и E, и правую ветвь строят с незначительным возрастанием или даже совмещают с осью V_x.

Если в качестве направляющего аппарата применяется спиральный кожух и не делается добавка к сечению спирали, изложенная

в разделе 76, *б*, то несмотря на все сказанное выше можно непосредственно применять описанный способ построения.

г) **Построение напорной характеристики насоса с безлопаточным направляющим аппаратом.** Вместо потерь на трение и удара при входе в лопаточный направляющий аппарат здесь приходится учитывать сопротивления трения Z_r, рассмотренные в разделе 75. При этом поступают следующим образом (фиг. 243).

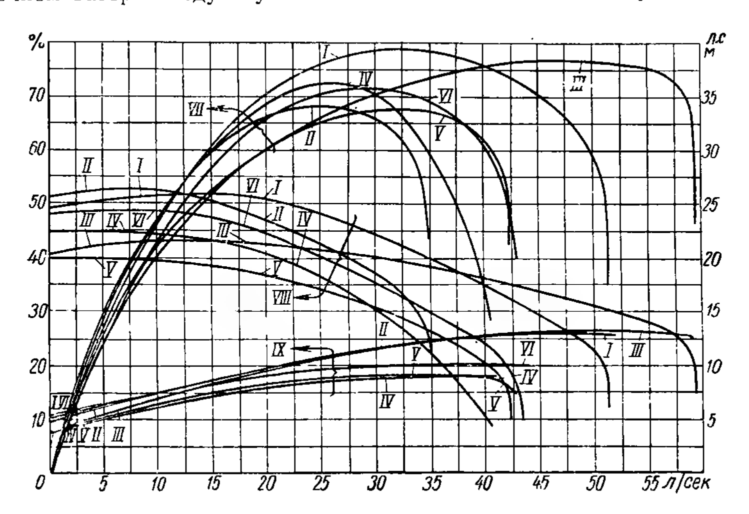
Первоначально проводят прямую $H_{th\infty}$, как для насоса с лопаточным направляющим аппаратом. Затем добавляется линия, соответствующая гидравлическим потерям, которые растут с квадратом расхода по параболе, т. е. не содержат потерь в безлопаточном диффузоре (линия Z_{h1}). Определяется точка этой линии, соответствующая нормальному расходу V, из выражения $(1 - \eta_h) H_{th} - Z_r$, где H_{th} и Z_r определяются по кривым H_{thx} и Z_r, как значения, отвечающие абсциссе V. Линия Z_r должна быть предварительно начерчена по данным, приведенным в конце раздела 75 (причем необходимо принять во внимание, что для учета обратных токов на окружности колеса ее следует сместить примерно на удвоенную величину утечек через зазор по оси ординат). В качестве параболы потерь на удар может быть взята только линия Z_{s1} для входа в рабочее колесо; согласно уравнению (10. 14) ее вершина находится в конечной точке абсциссы V, а пересечение с осью H_x лежит в точке $(Z_{s1})_0 = \varphi \frac{u_1^2}{2g}$. Теперь напорная характеристика JD получается путем нанесения значений $H_x = H_{thx} - Z_{h1} - Z_{s1} - Z_r$. При сравнении полученной напорной характеристики с характеристикой насоса с лопаточным направляющим аппаратом (пунктирная линия) обращает на себя внимание более плоская форма кривой. Это находится в полном соответствии с действительностью, как это показывает сравнение [301] кривых *I—III* на фиг. 244. В связи с этим происходит более быстрое падение к. п. д. при понижении подачи и медленное падение к. п. д. при повышении по сравнению с номинальным ее значением, потому что согласно разделу 75 (в конце) трение Z_r в безлопаточном диффузоре уменьшается с увеличением угла α_3. Большей частью к. п. д. несколько ухудшается даже при номинальной нагрузке, по сравнению с к. п. д. насоса с лопаточным направляющим аппаратом (фиг. 244). Важно, что стабильный участок напорной характеристики значительно увеличивается.



Фиг. 243. Построение характеристики для насоса с безлопаточным направляющим аппаратом:

1 — трение в рабочем колесе; *2* — трение в направляющем аппарате; *3* — удар на входе.

Насосы с большим расстоянием между рабочим колесом и направляющим аппаратом следует проектировать по способу, изложенному в подпункте «в», и только дополнительные потери в безлопаточном зазоре следует учитывать в соответствии с подпунктом «г».



Фиг. 244. Характеристики напорные, к. п. д. и расход мощности экспериментального насоса Герберта при числе оборотов 1200 об/мин.

I — нормальные рабочее колесо и направляющий аппарат; *II* — рабочее колесо нормальное, ширина направляющего аппарата сужена; *III* — нормальное рабочее колесо и безлопаточный направляющий аппарат; *IV* — три канала совершенно закрыты (см. фиг. 291), направляющий аппарат — нормальный; *V* — три канала совершенно закрыты (см. фиг. 291), безлопаточный направляющий аппарат; *VI* — три канала закрыты только на входе, направляющий аппарат нормальный; *VII* — к. п. д.; *VIII* — напор; *IX* — расход мощности.

82. НАПОРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПРИ НАЛИЧИИ ЗАКРУТКИ ПОТОКА НА ВХОДЕ В КОЛЕСО (СЛУЧАЙ, КОГДА $\alpha_0 \neq 90°$).

Согласно основному уравнению удельная работа лопатки составляет

$$H_{thx} = \frac{H_{th\infty x}}{1+p} = \frac{1}{(1+p)\,g}\left(u_2 c_{2ux} - u_1 c_{0ux}\right) =$$

$$= H_{thx\perp} + H_{thx1}. \qquad (10.\ 22)$$

Следовательно, прямая H_{thx} состоит из двух составляющих $H_{thx\perp}$ и H_{thx1}, из которых первая

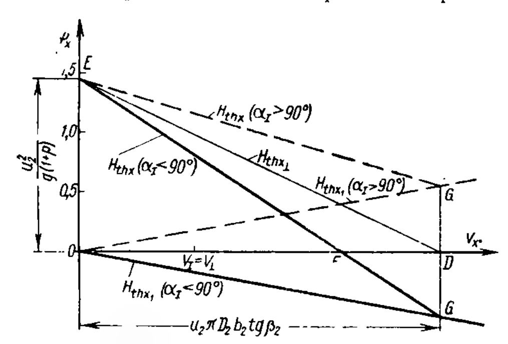
$$H_{thx\perp} = \frac{u_2}{g}\cdot\frac{c_{2ux}}{1+p} = \frac{1}{1+p}\cdot\frac{u_2}{g}\left(u_2 - V_x\,\frac{\operatorname{ctg}\beta_2}{\pi D_2 b_2}\right) \qquad (10.\ 23)$$

идентична с прямой H_{thx} при отсутствии закрутки, а вторая представляет прямую, проходящую через нулевую точку (фиг. 245).

Отклонением потока на выходе из входного направляющего аппарата вследствие конечного числа входных направляющих лопаток можно пренебречь (как у большинства ускоренных течений). Тогда согласно простому расчету (см. фиг. 245) имеем

$$DG = \frac{u_2^2}{g(1+p)} \cdot \frac{b_2}{b_I} \cdot \frac{\operatorname{tg} \beta_2}{\operatorname{tg} \alpha_I} \cdot \frac{t_I}{t_I - \sigma_I}, \qquad (10.\ 23\,\text{a})$$

где индекс I относится к месту непосредственно перед выходной кромкой входного направляющего аппарата. На фиг. 245 показано,



Фиг. 245. Прямолинейные характеристики напора по расходу при закрутке потока на входе в рабочее колесо по вращению и против вращения.

что закрутка на входе влияет на работу насоса так же, как и изменение выходного угла лопатки β_2, а именно он соответствует либо увеличению либо уменьшению выходного угла β_2 в зависимости от того, направлена ли закрутка навстречу (α_0 больше 90°) или по направлению вращения (при α_0 меньше 90°) рабочего колеса. По полученным прямым H_{thx} определяем напорную характеристику путем вычитания следующих значений потерь.

а) **Потери в каналах, включая потери на поворот и изменение скоростей**, которые составляют, как и раньше

$$Z_{hx} = (1 - \eta_{h\perp}) H_{th\perp} (V_x/V_\perp)^2. \qquad (10.\ 24)$$

Величины с индексом $\perp$ (без x) относятся к безударному входу при отсутствии закрутки перед ним. Отношение $V_x/V_\perp$ представляет здесь степень наполнения, отнесенную к безударному входу при отсутствии закрутки.

При написании уравнения (10. 24) предполагается, что трение в канале зависит от расхода, что встречается только у постоянных каналов, следовательно, не для случая регулирования с помощью поворота входных направляющих лопаток. Но принимая во внимание ускоренное течение, это изменение потерь вряд ли может оказаться существенным. Поэтому представляется допустимым пре-

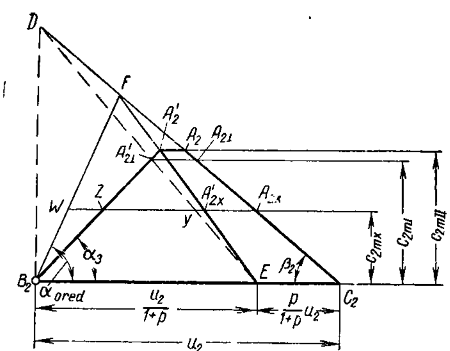
небречь последним замечанием, и тогда для всех положений лопаток входного направляющего аппарата получается общая «основная парабола потерь» Z_{hx}, что удобно для исследования вопроса регулирования.

б) Потери на удар. Выражения для потерь на удар, несмотря на наклонное направление потока, подходящего к рабочему колесу, сохраняются такими же, как и в случае входа без закрутки, так как при предыдущем выводе ни в одном месте не были оговорены условия входа. Следовательно, как и раньше, удар при входе в рабочем колесе составляет

$$Z_{s1}=\frac{\varphi}{2g}u_{\mathrm{I}}^{2}\left(1-\frac{V_x}{V_{\mathrm{I}}}\right)^2 \qquad (10.\ 25)$$

и входной удар при входе в выходной направляющий аппарат

$$Z_{s2}=\frac{\varphi}{2g}\left(\frac{u_2}{1+p}\cdot\frac{D_2}{D_4}\right)^2\left(1-\frac{V_x}{V_{\mathrm{II}}}\right)^2. \qquad (10.\ 26)$$



Фиг. 246. Диаграмма скоростей на выходе из рабочего колеса при нормальном входе и при входе с закруткой по потоку.

Здесь V_{I} и V_{II} означают расходы при безударном входе в рабочее колесо или в выходной направляющий аппарат при данном угле α_{I}, которые в случае поворотных входных направляющих лопаток не равны друг другу. Когда выходные направляющие лопатки не регулируются, то расход V_{II} остается приблизительно неизменным. Отсюда видно, что определение напорной характеристики принципиально не отличается от способа, изложенного в предыдущем разделе.

Изменение номинального расхода V_{II} при неподвижных лопатках выходного направляющего аппарата обусловлено тем, что коэффициент уменьшения мощности p сохраняется неизменным. Это показано на фиг. 246, где изображен треугольник скоростей для выхода из рабочего колеса; на этой фигуре построен угол α_3 направляющего аппарата, а также уменьшенный угол $(\alpha_0)_{red}$ соответственно равенству

$$\operatorname{tg}(\alpha_0)_{red}=\frac{b_{\mathrm{I}}}{b_2}\cdot\frac{t_{\mathrm{I}}-\sigma_{\mathrm{I}}}{t_{\mathrm{I}}}\operatorname{tg}\alpha_{\mathrm{I}}. \qquad (10.\ 27)$$

Этот угол определяется так, что при любой скорости c_{2mx} отрезок $A_{2x}W$ дает величину $C_{2ux}-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)c_{0ux}$, т. е. согласно уравнению (10. 22) представляет в известном масштабе напор $H_{th\infty}$.

Точки D и F соответствуют однозначным точкам фиг. 245. При переходе от $\alpha_1=90°$ к другим значениям α_{I} точка D перемещается

к точке F, а меридиональная составляющая скорости при безударном входе в направляющий аппарат — от c_{2mI} к c_{2mII}. Отсюда вытекает заслуживающий большого внимания вывод, что расход V_{II} при безударном входе с жестко установленными лопатками в направляющий аппарат не остается постоянным при изменении момента количества движения на входе, если придерживаться условия, что прямые $H_{th\infty x}$ и H_{thx}, как и раньше, пересекаются на оси V_x, т. е. коэффициент уменьшения мощности p остается постоянным. Очевидно имеет место $V_{II} \lesseqgtr V_I$ в зависимости от того, будет ли угол $\alpha_I \lesseqgtr 90°$.

83. ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКАЯ ПОВЕРХНОСТЬ

Из уравнений (10. 9б), (10. 11) и (10. 20) определяется высота напора

$$H_x = H_{thx} - H_{rx} - H_s. \tag{10. 28}$$

Подставив вместо отдельных членов правой части этого уравнения соответствующие выражения и введя для V и H_{th} их значения из уравнений (10. 9а) и (10. 12), а также $u_1 = \pi D_1 \frac{n}{60}$, $u_2 = \pi D_2 \frac{n}{60}$, получаем следующее уравнение характеристической поверхности

$$H_x = k_1 n^2 + 2k_2 n V_x - k_3 V_x^2; \tag{10. 29}$$

здесь k_1, k_2, k_3 являются постоянными коэффициентами для одного и того же насоса, а именно:

$$k_1 = \frac{\pi^2}{g\, 60^2}\left[\frac{D_2^2}{1+p} - \frac{\varphi}{2} D_1^2 - \frac{\varphi}{2} \cdot \frac{D_2^4}{D_4^2} \cdot \frac{1}{(1+p)^2}\right]; \tag{10. 30}$$

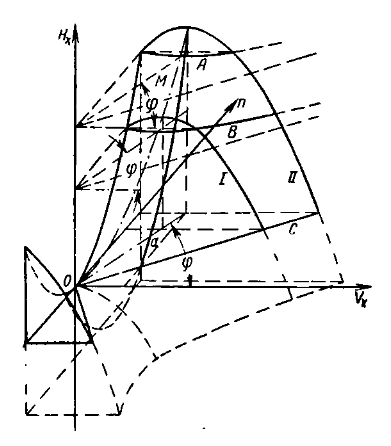
$$k_2 = \frac{1}{120g}\left[-\frac{\operatorname{ctg}\beta_2}{b_2(1+p)} + \varphi\frac{D_2^2}{D_4^2} \cdot \frac{(1+p)\operatorname{ctg}\alpha_3 + \operatorname{ctg}\beta_2}{b_2(1+p)} + \right.$$
$$\left. + \varphi\frac{\operatorname{ctg}\beta_1}{b_1} \cdot \frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}\right], \tag{10. 31}$$

$$k_3 = \frac{1 - \eta_h}{g} \cdot \frac{(1+p)\operatorname{ctg}\alpha_3 + \operatorname{ctg}\beta_2}{\pi^2 D_2^2 b_2^2}\operatorname{ctg}\alpha_3 +$$
$$+ \frac{\varphi}{2g}\left[\frac{(1+p)\operatorname{ctg}\alpha_3 + \operatorname{ctg}\beta_2}{(1+p)\pi D_4 b_2}\right]^2 + \frac{\varphi}{2g}\left(\frac{\operatorname{ctg}\beta_1}{\pi D_1 b_1}\right)^2\left(\frac{t_1}{t_1 - \sigma_1}\right)^2. \tag{10. 32}$$

По уравнению (10. 29) можно определить, что характеристическая поверхность представляет собой гиперболический параболоид с главной осью, совпадающей с осью H_x и с вершиной в начале координат. Плоскость симметрии, проходящая через ось H_x, образует с плоскостью (V_x, H_x) угол φ, определяемый из равенства

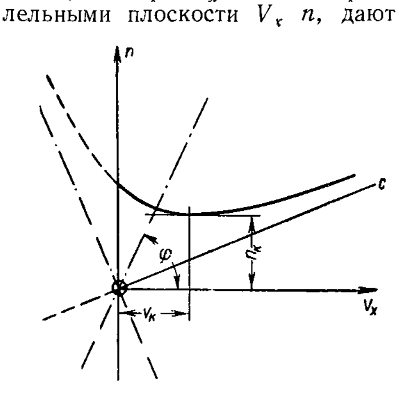
$$\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{2k_2}{k_3 + k_1}. \tag{10. 33}$$

На фиг. 247 показана часть характеристической поверхиости, лежащая в первом квадранте. Плоскость (V_x, H_x) изображена при этом прозрачной, а плоскость (V_x, h) непрозрачной. Пунктирная кривая $O - M$ является параболой, образованной сечением гиперболического параболоида упомянутой выше плоскостью симметрии. Напорные характеристики I и II, которые на диаграмме $V_x H_x$ соответствуют постоянному числу оборотов, получаются в результате сечения его плоскостями, параллельными плоскости $V_x H_x$. Сечение вертикальными плоскостями, т. е. при $H_x = \text{const}$, параллельными плоскости V_x n, дают



Фиг. 247. Пространственная характеристика (характеристическая поверхность) центробежного насоса:

Кривые I и II являются напорными характеристиками при постоянном числе оборотов; A и B — линии постоянных напоров; a — линии постоянной производительности.



Фиг. 248. Зависимость числа оборотов от расхода при постоянном напоре.

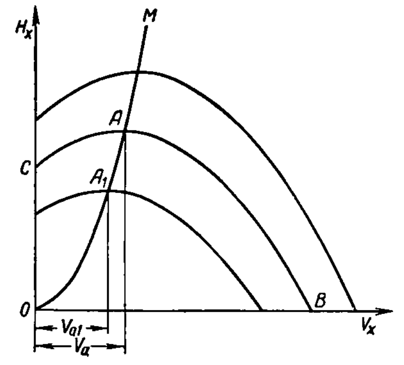
гиперболы A, B, асимптоты которых пересекаются с осью H_x, оставаясь параллельными между собой. Эти кривые также имеют практическое значение, потому что они дают возможность определить работу насоса при постоянной высоте напора, когда расход регулируется путем изменения числа оборотов. На фиг. 248 показана подобная гипербола. Следует заметить, что число оборотов первоначально снижается с уменьшением расхода, но затем достигает минимального значения n_k, соответствующего точке касания горизонтальной касательной с характеристикой.

Если высота напора равняется нулю, т. е. насос перекачивает на высоту зеркала всасываемой воды, то вместо ветвей гиперболы получаем прямые, совпадающие с асимптотой и проходящие через начало координат (см. прямую OC на фиг. 248).

Плоскости сечения, параллельные плоскости (nH_x), дают параболы a. Эти кривые позволяют определить, как следует изменять число оборотов, чтобы расход оставался постоянным при колебаниях высоты напора.

§4. КОНГРУЕНТНОСТЬ НАПОРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Уравнение (10. 29) представляет уравнение напорной характеристики при постоянном числе оборотов. Форма этой параболы однозначно определяется одним параметром $p = {}^1/_2 k_3$, который, очевидно, является постоянным для определенного насоса, поскольку в нем не фигурирует число оборотов. Отсюда вытекает следующее важное положение — напорные характеристики данного насоса конгруентны при всех числах оборотов.



Фиг. 249. Различные напорные характеристики насосов получаются при параллельном их смещении, причем наивысшая точка A передвигается по параболе OM.

Если ряд напорных характеристик одного и того же насоса при различных числах оборотов спроектировать на одну параллельную им плоскость $V_x H_x$, то получается таким образом семейство конгруентных парабол (фиг. 249), которые взаимно расположены так, что их вершины лежат на параболе OM, а их главные оси параллельны между собой. Следовательно, когда дана напорная характеристика AB при каком-либо числе оборотов n_1, то становятся известны характеристики при любом другом числе оборотов. Необходимо только определить наивысшую точку A данной кривой, провести через нее параболу OAM, главной осью которой является ось H_x. Тогда напорную характеристику для любого числа оборотов можно определить, смещая эту кривую параллельно самой себе, пока ее вершина не совпадет с точкой A_1 параболы OM, для которой абсцисса и ордината равны соответственно

$$V_{a1} = V_a \frac{n_1}{n}$$

и

$$H_{a1} = H_a \left(\frac{n_1}{n}\right)^2. \qquad (10.\ 34)$$

Таким простым способом можно определить работу насоса во всей области его применения, когда известна его характеристика при одном числе оборотов.

Можно было бы предположить, что этот закон конгруентности напорных характеристик совпадает с действительностью не полностью, потому что при его выводе были сделаны различные упрощения и поэтому действительная напорная характеристика не представляет точной параболы; но проверка показывает, что получается вполне хорошее совпадение даже в тех случаях, когда приведенный

выше вывод закона конгруентности не применим. Рассеяние экспериментальных точек наблюдается только при расходах, которые значительно больше нормальных. Это легко может быть объяснено возникновением кавитации или околозвуковой скорости (см. гл. 5). Изменение плотности выходящего воздуха, связанное с изменением числа оборотов, вызовет уже заметное отклонение у компрессоров с числом Маха $\frac{u_2}{a}$ больше 0,5.

Отсюда следует сделать вывод, что закон конгруентности достаточно точен для практических целей в рабочем диапазоне режимов насоса, для которых не приходится учитывать влияние кавитации или высоких чисел Маха.

84а. ЗАКОН ПОДОБИЯ (ЗАКОН НЬЮТОНА). КРИВЫЕ ПОСТОЯННОГО К. П. Д.

Одновременно с чрезвычайно тесной связью между характеристическими кривыми насоса, выражаемой законом конгруентности, между ними существуют еще другие зависимости.

Если расход насоса изменяется пропорционально числу оборотов, то очевидно, что треугольники скоростей будут оставаться подобными. Тогда, при неизменном к. п. д., высота напора H_x будет пропорциональна n^2, а мощность N_x пропорциональна n^3; эти зависимости были уже использованы в разделе 27, но были распространены только на область работы с безударным входом. Соответствующие рабочие точки лежат на диаграмме $(V_x H_x)$ на параболах с вершиной в начале координат.

Можно этот закон (Ньютонов закон подобия) использовать для того, чтобы найти соответственные точки на отдельных характеристических кривых. Иначе говоря, закон подобия применим в тех же пределах, в каких применим изложенный в предыдущем разделе закон конгруентности.

Вдоль одной и той же параболы, при одинаковых условиях входного удара, справедливы следующие зависимости (если i_1, i_2 и т. д. означают числа, которые являются постоянными для любой параболы)

$$V_x = i_1 n, \; H_x = i_2 n^2, \; N_x = \gamma i_3 n^3. \qquad (10.35)$$

Соответственно при небольшом изменении числа оборотов, когда можно пренебречь малыми членами высших порядков, изменение расхода пропорционально Δn, высота напора — $2\Delta n$ и полезная мощность — $3\Delta n$.

Из подобия треугольников скоростей следует также, что степень наполнения $\frac{V_x}{V}$ остается постоянной вдоль отдельно взятой параболы. На фиг. 250 такие параболы постоянных условий входа не показаны.

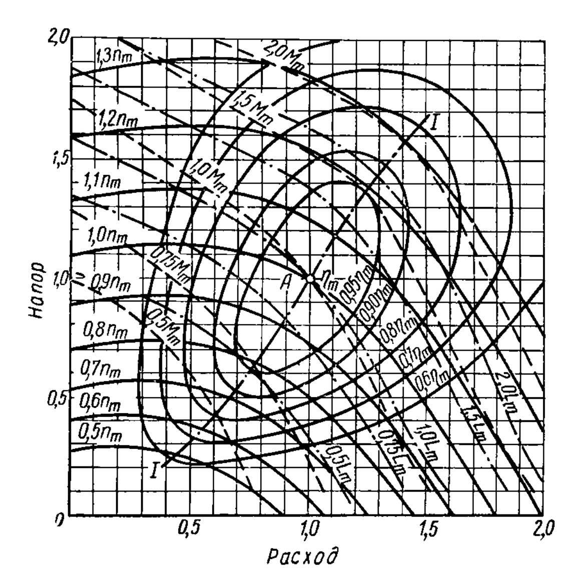
Следующие рассуждения показывают, что параболы постоянных условий входа (теоретически) являются не только линиями одинакового лопаточного к. п. д. η_h, но также линиями одинакового внутреннего к. п. д. η_i. Удельная работа колеса, включая потери

на обмен импульсами $H_{th} + Z_a = i_4 n^2$; потеря в зазорах $V_{spx} = = i_6 \sqrt{H_x} = i_6 \sqrt{i_2} n$; мощность, расходуемая на трение колеса в *кгм/сек* [согласно уравнению (2. 87а)], $75\, N_r = \text{const} \cdot \gamma u_2^3 D_2^2 = i_5 \gamma n^3$. Таким образом, внутренний к. п. д. равняется

$$\eta_i = \frac{75 N_{nx}}{\gamma (V_x + V_{spx})(H_{thx} + Z_a) + 75 N_r} =$$

$$= \frac{75\, \gamma i_3 n^3}{\gamma (i_1 n + i_6 \sqrt{i_2} n)\, i_4 n^2 + i_5 \gamma n^3} = \frac{75 i_3}{(i_1 + i_6 \sqrt{i_2})\, i_4 + i_5} = \text{const}. \quad (10.\ 36)$$

Следовательно, внутренний к. п. д. насоса остается постоянным вдоль любой параболы постоянных условий входного удара или, соответственно, при любом заданном значении коэффициента наполнения. Особое значение имеет парабола безударного входа.



Фиг. 250. Топографическая характеристика насоса, на которую нанесены линии постоянных значений к. п. д., напорные характеристики, линии равных крутящих моментов (нанесены пунктиром), линии одинаковой мощности на валу (штрих-пунктиром).

Выведенный закон неизменности внутреннего к. п. д. вдоль параболы постоянного наполнения подтверждается результатами экспериментов только частично. Кривые постоянного к. п. д. большей частью протекают по замкнутым овальным кривым, как показано на топографической характеристике насоса, фиг. 250. На этой фигуре значения к. п. д. выражены в долях оптимального к. п. д.

Отклонение линий постоянного к. п. д. от параболического протекания объясняется влиянием числа Рейнольдса. В разделе 32 были выведены уравнения, определяющие влияние числа оборотов на к. п. д. Кроме того, кривые к. п. д., изображенные на упомянутой фигуре, учитывают также влияние трения в подшипниках и сальниках. Эти потери должны были бы быть пропорциональными третьей степени числа оборотов, если они изменяются таким же образом, как это предполагалось для остальных потерь. В действительности, однако, трение в подшипниках растет по прямолинейной закономерности в пределах рассматриваемой области работы. С другой стороны, то обстоятельство, что к. п. д. растет вверх не безгранично, объясняется у жидкостных насосов возникновением кавитации, т. е. тем, что данная высота всасывания слишком высока при повышенных скоростях. В случае перемещения газа справедливы соображения, приведенные в конце раздела 116.

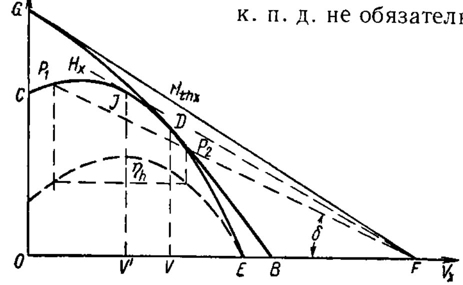
Кривые к. п. д., показанные на фиг. 250, позволяют заключить, что любой насос имеет оптимальную рабочую точку A, по обе стороны которой происходит постепенное снижение к. п. д. На основании вытянутой формы кривых одинакового к. п. д. можно сделать вывод, что это снижение к. п. д. является минимальным, примерно, вдоль параболы одинаковых условий входа. Если имеются графики для определенной модели насоса, то можно ограничить определенную область применения насоса с помощью кривой к. п. д., выбрав минимально допустимое значение к. п. д. При этом, однако, необходимо иметь в виду, что положение оптимальной точки A зависит от высоты всасывания или близости к звуковой скорости.

На фиг. 250 построены также линии постоянной мощности на валу (они обозначены буквами L вместо N), которые позволяют оценить потребную мощность электропривода. Также важны построенные на диаграмме линии постоянного крутящего момента M для случая привода от поршневой машины.

85. РАБОЧАЯ ТОЧКА С ОПТИМАЛЬНЫМ К. П. Д.

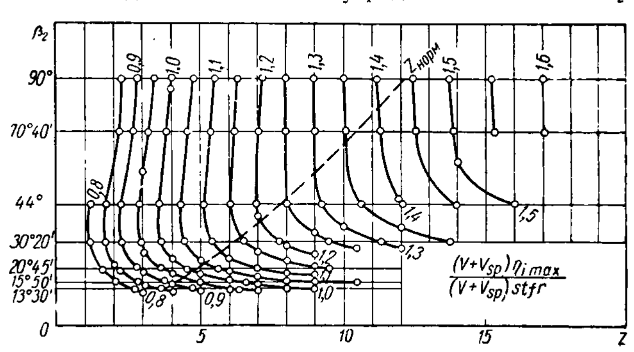
Кривую лопаточного к. п. д. $\eta_h = H_x/H_{thx}$ можно легко вычислить по отношению ординат, когда даны кривая работы лопатки H_{thx} в виде прямой FG (фиг. 251) и характеристическая кривая CDE. Очевидно, отношение ординат является одинаковым для двух точек P_1 и P_2 характеристической кривой, которые лежат на одной и той же прямой, проходящей через F; это отношение тем больше, чем больше угол $\delta = \sphericalangle P_1FO$. Максимальное значение гидравлического к. п. д. η_h лежит, следовательно, в точке касания касательной, проведенной из точки F, с характеристикой кривой. У насоса с лопаточным направляющим аппаратом, для которого построены кривые на фиг. 251, этот максимум не может соответствовать рабочей точке безударного входа по самому характеру геометрического построения кривых, а лежит на меньшем расходе V'. Это объясняется сильным увеличением трения с ростом расхода, в то время как входной удар мало изменяется вблизи безударного входа. Ввиду того

что потери в зазоре, трение в колесе и подшипниках почти не зависят от данной подачи воды, то максимум общего к. п. д. будет лежать при большем расходе, чем гидравлический к. п. д. и при известных обстоятельствах даже выше расхода при безударном входе. На этот результат несущественно влияет от обстоятельство, что линия H_{thx} в действительности не представляет точно прямой линии. Во всяком случае оптимальный к. п. д. не обязательно получается при безударном входе.



Фиг. 251. Оптимальный гидравлический к. п. д. получается при меньшей подаче, чем соответствующая безударному входу.

Если аналогично рассмотреть характеристическую кривую насоса с безлопаточным направляющим аппаратом (фиг. 243), то получается, что в этом случае расход, соответствующий оптимальному к. п. д., выше расхода насоса с лопаточным направляющим аппаратом. На фиг. 252 показаны результаты опытов Ханзена, которые хорошо совпадают с другими опытами. Из них особого внимания заслуживает пунктирная линия, соответствующая нормальному числу лопаток $Z_{норм}$. В соответствии с данными опытами у радиальных колес с $r_2/r_1 = 2$



Фиг. 252. Линии постоянного относительного смещения оптимального расхода по Ганзену.

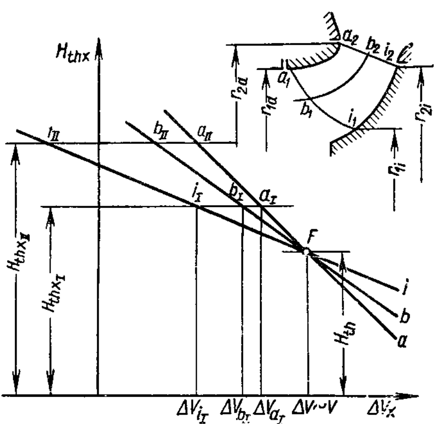
степень наполнения приближается к 1 в рабочей точке оптимального к. п. д. только при малых значениях выходного угла β, т. е. при сильно загнутых назад лопатках, и значительно увеличивается с ростом выходного угла β_2 или числа лопаток z.

Согласно другим экспериментам [215], [216], удалось установить, что при малом радиальном размере, т. е. при отношении

радиусов r_2/r_1, близком к 1, прирост менее значителен или совершенно отсутствует. Очевидно в последнем случае более сильно чувствуется влияние входного удара. Аналитическое определение оптимальной точки, которое должно было бы исходить из уравнения (1. 31) для к. п. д. (см. стр. 27) затруднено тем, что надежно не известно ни отклонение входа, которое сильно увеличивает расходоптимального к. п. д., ни сужение входа, которое вызывает уменьшение указанного расхода. Далее неизвестна мощность потерь N_a, связанная с обменом импульсами по периферии колеса, хотя зачастую она оказывается существенной и на режимах безударного входа.

86. ХАРАКТЕРИСТИКИ БЫСТРОХОДНЫХ МАШИН

Рассмотренные в разделах 81 и 82 методы построения характеристических кривых требуют дополнения для случая быстроходных машин, потому что у последних входные и выходные кромки, как правило, не являются параллельными оси и поэтому в различных точках этих кромок создаются различные скорости.



Фиг. 253. Напорные характеристики H_{thx} для внешней a, средней b и внутренней i линий тока. Различие подач ΔV в точках a_2, b_2, i_2 выходной кромки в зависимости от величины требуемого напора.

Наклонное положение выходной кромки имеет последствием то, что любой поверхности линий тока соответствует своя линия теоретического напора H_{thx}, потому что ординаты в нулевой точке равны $H_{th0} = u_2^2/g\ (1 + p)$, следовательно, растут с r_2. Но, с другой стороны, при нормальном расходе V работа лопатки H_{th} всех струек, предполагая одинаковый гидравлический к. п. д., должна быть одинаковой. Следовательно, для трех линий тока a_1a_2, b_1b_2, i_1i_2 (фиг. 253), например, получаются три прямых a, b, i, которые пересекаются в точке расчетного режима F. При этом внешняя линия тока a_1a_2 с ее большой скоростью u_2 соответствует крутопадающей прямой H_{thx}, в то время как внутренняя линия тока i_1i_2 с ее малой скоростью u_2 дает пологую прямую H_{thx}.

Представим себе, что выходная кромка разделена на много отрезков, так что каждый отрезок на картине течения при нормальной нагрузке дает одинаковый частичный расход ΔV; этому расходу на фиг. 253 соответствует абсцисса общей точки пересечения F всех линий H_{thx} с теоретической высотой напора H_{th} рабочей точки, которая, как уже упоминалось, одинакова для всех струй, потому

что высота напора H должна быть одинаковой, а также должны быть приняты равными лопаточные к. п. д. η_h для всех струй. Но если высота напора увеличивается до H_{x1} и тем самым работа лопатки до H_{thx1}, которую также следует считать одинаковой для всех струй, то, как показано на фиг. 253, приращение расходов на упомянутых выше отрезках выходной кромки будет различно, т. е. соответствовать $\Delta V_{a\text{I}}$, $\Delta V_{b\text{I}}$, $\Delta V_{i\text{I}}$ (поскольку получаются три различные точки пересечения a_I, b_I, i_I). Вследствие этого изменяется обтекание выходной кромки, а следовательно и картина токов, таким образом, что струйки смещаются у наружной стенки с ростом высоты напора и, следовательно, с уменьшением степени наполнения насоса. Если высота напора увеличивается еще дальше, а именно, до $H_{x\text{II}}$ соответственно теоретической высоте напора $H_{thx\text{II}}$, то точка пересечения с линией i на фиг. 253 смещается в область отрицательных расходов и таким образом при i_2 возникают обратные течения, как это наглядно показано на фиг. 254. Вследствие образования мертвого пространства A насосы со спиральным кожухом характеризуются при понижении подачи возникновением в нагнетательном патрубке вращения по часовой стрелке, а при подачах выше расчетной — против часовой стрелки [1].

Спрашивается, как можно усреднить эти различные линии теоретического напора H_{thx}, чтобы получить правильное значение расхода или степени наполнения при любой высоте напора? Если использовать для этого условие неразрывности, то, согласно другой опубликованной работе [302], получаем, в случае отсутствия крутки на входе, следующее уравнение для этой искомой теоретической работы лопатки в зависимости от степени наполнения

$$H_{thx} - H_{th} = \frac{1-\varepsilon}{1+p} \cdot \frac{r_{2a}^2 - r_{2i}^2}{\ln a} \cdot \frac{\omega^2}{g}, \tag{10. 37}$$

где для сокращения введено

$$a \equiv \frac{r_{2a}^2 - \frac{g}{\omega^2} H_{th}(1+p)}{r_{2i}^2 - \frac{g}{\omega^2} H_{th}(1+p)} = \frac{u_{2a}^2 - gH_{th\infty}}{u_{2i}^2 - gH_{th\infty}}. \tag{10. 38}$$

Это выражение можно написать также в виде

$$a = \frac{u_{2a}^2 - u_{2a}c_{2ua}}{u_{2i}^2 - u_{2i}c_{2ui}} = \frac{r_{2a}}{r_{2i}} \cdot \frac{c_{2ma} \operatorname{ctg} \beta_{2a}}{c_{2mi} \operatorname{ctg} \beta_{2i}}, \tag{10. 39}$$

т. е. при $c_{2ma} = c_{2mi}$

$$a = \frac{r_{2a} \operatorname{tg} \beta_{2i}}{r_{2i} \operatorname{tg} \beta_{2a}}. \tag{10. 40}$$

Очевидно, определяемая уравнением (10. 37) зависимость теоретического напора H_{thx} от степени наполнения ε является прямолинейной.

---

[1] Наблюдатель расположен лицом к нагнетательному патрубку. *Прим. ред.*

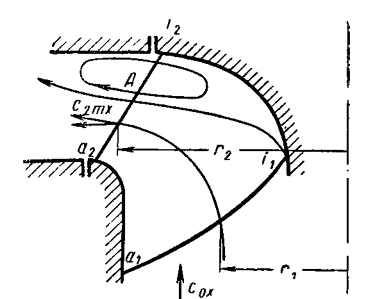
Эту прямую удобно проводить от нормальной точки к точке пересечения с осью ординат, которая определяется при $V_x = 0$ из выражения

$$H_{th0} = \frac{\omega^2}{g(1+p)} \cdot \frac{r_{2a}^2 - r_{2i}^2}{\ln a} + H_{th}. \qquad (10.41)$$

Распределение скорости c_{2mx} вдоль выходной кромки определяется в упомянутой работе в зависимости от r_2 согласно следующему выражению

$$\frac{c_{2mx}}{c_{2m}} = 1 - \frac{1-\varepsilon}{\ln a} \cdot \frac{r_{2a}^2 - r_{2i}^2}{r_2^2 - \frac{g}{\omega^2} H_{th}(1+p)}. \qquad (10.42)$$

Как видно, это отношение уменьшается с увеличением r_2 при ε (степени наполнения) больше 1 и растет, когда степень наполнения меньше 1. Следовательно, течение вдоль выходной кромки при повышенных расходах вытесняется по направлению ко втулке, а при пониженных — к периферии. При уменьшении коэффициента наполнения ε ниже определенного значения, как и следовало ожидать, появляются даже отрицательные значения скорости c_{2mx}, следовательно, создается обратное течение. Последнее очевидно начинается в месте наименьшего радиуса r_2, следовательно, у поверхности втулки при $r_2 = r_1$ и распространяется с дальнейшим снижением нагрузки постепенно к стенкам входного патрубка. Обратное течение означает возникновение вторичного течения, параллельного расходному (т. е. образование мертвого пространства), которое, однако, не распространяется до входной кромки (фиг. 254). Вследствие этого мертвого пространства, поток все больше и больше вытесняется к периферии. Можно даже построить картину течения для любой степени выполнения на входе и выходе, потому что можно определить радиус r_1 для любого соответствующего радиуса r_2.

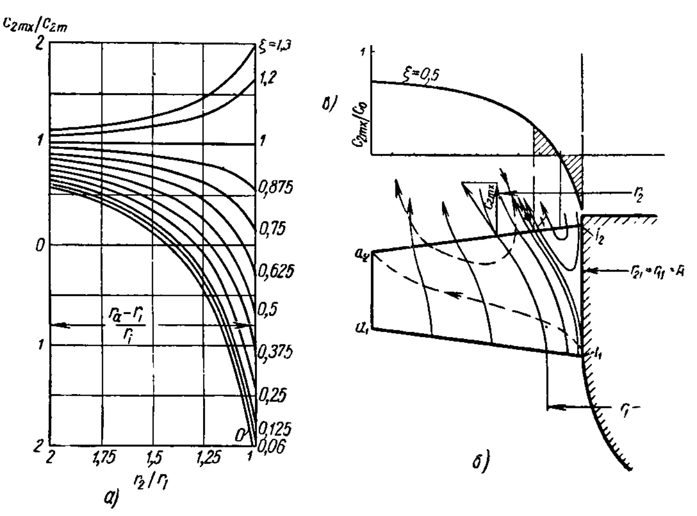


Фиг. 254. Мертвое пространство A у выходной кромки быстроходного колеса при частичной нагрузке (удар на входе не учитывается).

Приведенное выше уравнение применимо также к осевому колесу, если принять $r_{1a} = r_{2a} = r_a$, $r_{1i} = r_{2i} = r_i$ без каких-либо специфических особенностей.

На фиг. 255, *а* показано распределение скоростей c_{2mx}/c_{2m} по выходной кромке осевого колеса, согласно уравнению (10. 42) при $p = 0{,}8$, $\frac{gH_{th}}{(r_{2a}\omega)^2} = 0{,}0765$ и различной степени наполнения ε (на фигуре обозначено буквой ξ) в пределах от 0 до 1,3, т. е. от нулевого расхода до 30% перегрузки насоса по расходу. Эта диаграмма характери-

зует также условия для полуосевого колеса, поскольку параметр $m = \frac{r_{2a}^2 - r_{2i}^2}{r_{1a}^2 - r_{1i}^2}$ достаточно велик. Отсюда видно, что поток смещается к периферии при пониженной подаче (когда степень наполнения менее 1) и по направлению к оси при перегрузке (т. е. когда $\varepsilon > 1$). Линии поверхностей тока отклоняются, следовательно,



Фиг. 255:

а — распределение осевых скоростей по выходной кромке при различных относительных подачах у осевой лопаточной машины; *б* — картина потока в осевой лопаточной машине при половинной нагрузке (линии тока нулевого расхода даны пунктиром); *в* — распределение осевых скоростей по выходной кромке при половинной нагрузке.

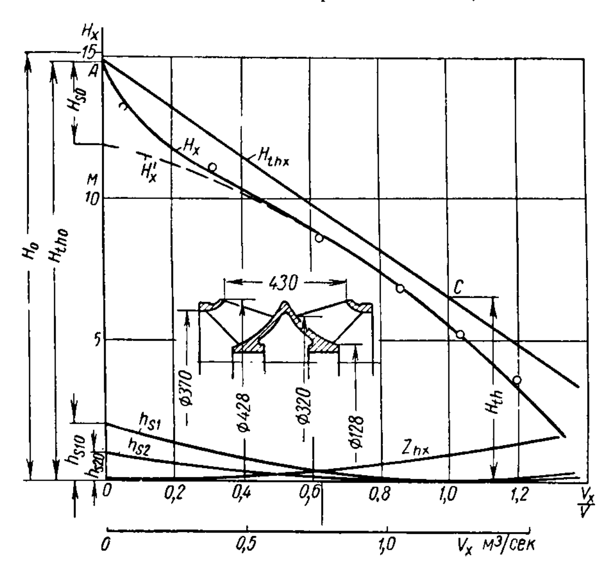
к периферии при понижении подачи, как это показано на этой же фиг. 255, *б* при степени наполнения $\varepsilon = 0{,}5$ и 0.

При нулевой подаче область отрыва распространяется на всю выходную кромку, как это наглядно показано пунктирными линиями (фиг. 255, *б*). Расход до известной степени концентрируется в точке a_2.

После построения прямой H_{thx} на основании уравнения (10. 41). следует вычесть сопротивление Z_{hx} и потери на удар Z_s, аналогично тому, как это делалось для центробежного колеса. Парабола сопротивления определяется тем же путем, что и раньше, в то время как при построении параболы потери на удар необходимо учесть наклонное положение входных кромок рабочего колеса и направляющего аппарата. Применение ранее выведенного уравнения (10. 21) к средней линии тока, с двух сторон которой протекает одинаковый протекающий поток, дает достаточную точность.

Полученная таким образом характеристическая кривая (напорная характеристика), которая показана на фиг. 256 пунктирной линией

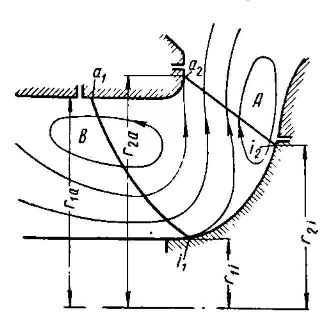
и обозначена H'_x, дает достаточное приближение только в области нормальных и повышенных подач. Следует особо отметить, что характеристическая кривая насосов достаточно высокой быстроходности имеет точку перегиба вблизи оси, следовательно, очень сильно возрастает при очень малых нагрузках, как это можно видеть по экспериментальным точкам на фиг. 256. Эту кривую можно также вычислить с достаточным приближением, как это подробно



Фиг. 256. Сравнение вычисленной напорной характеристики с экспериментальными результатами. В области нормальной нагрузки достаточно первое приближение H_x, показанное пунктиром. Светлыми кружочками обозначены экспериментальные точки. В середине показан эскиз рабочего колеса с шестью лопатками; удельное число оборотов $n_s = 814$.

изложено в упомянутой работе. Например, линия H_x на фиг. 256 получена чисто теоретическим путем и очевидно достаточно хорошо совпадает с результатами экспериментов. Это вторичное возрастание характеристической кривой связано с тем, что входной удар, который уменьшается вдоль входной кромки от периферии к центру, изменяет картину течения при понижении расхода в сторону увеличения поглощения энергии, потому что иначе было бы невозможно равенство воспринятой потоком энергии для всех струек. Строгое доказательство этого положения возможно только чисто математическим путем, но его можно наглядно показать, если изобразить вторичные потоки на обеих кромках лопаток, как это сделано на фиг. 257. Область отрыва A возникает вследствие того, что малые радиусы выхода не способны создать при пониженной подаче

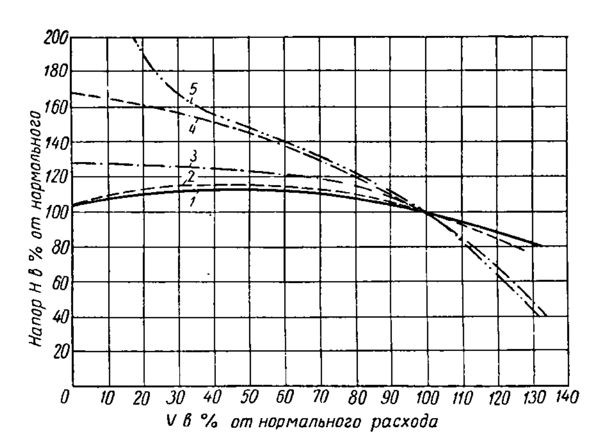
настолько большого повышения напора, как большие радиусы выхода. Но этот процесс уже учитывался выше с помощью уравнений (10. 37) или (10. 47), которые определяют протекание прямой H_{thx}. Поэтому он не дает какого-либо объяснения сильному возрастанию напора, тем более, что меридиональные скорости растут вдоль обтекаемой части выходной кромки, что, в конце концов, может привести только к снижению напора. Решающее значение имеет возникновение области отрыва B на внешнем участке входной кромки, обусловленное в основном тем, что из-за входного удара содержание энергии в частицах воды уменьшается настолько, что энергия, необходимая для дальнейшего течения через колесо, на рассматриваемом режиме не достигается. Образованию мертвого пространства B способствует также накопление вследствие удара застойной воды в пограничном слое за входной кромкой лопатки при пониженных расходах, которая и отбрасывается наружу.



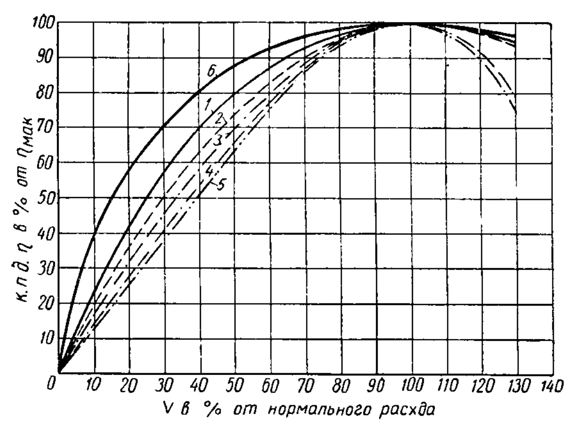
Фиг. 257. Учет влияния удара на входе. В этом случае при частичной нагрузке получаются две зоны срыва.

Эта «самопомощь» течения одновременно вызывает сильное уменьшение входного удара и тем самым наблюдаемое повышение поглощения энергии потоком, потому что не только средние струи сдвигаются в зону меньшего диаметра, но также скорость втекания в суженный канал уменьшается лишь немного с уменьшением расхода. Образование мертвого пространства, вызывающего активный и связанный с большими потерями обмен импульса, действующего как гидротормоз, с одной стороны, резко снижается к. п. д. при понижении подачи и, с другой стороны, расход мощности с падением расхода увеличивается вместо того, чтобы падать, как это подтверждается кривыми *4* и *5* на фиг. 258 и 259.

Следует рассмотреть еще влияние наклонного положения входной кромки. Расчеты показали что распределение входного удара вдоль входной кромки вызывает при частичной нагрузке вытеснение линии тока в обратном направлении, по сравнению с показанным на фиг. 254 влиянием наклонного положения выходной кромки. Ввиду того что у подобных быстроходных машин режим повышенных подач практически имеет значительно меньшее значение, чем режим пониженных расходов, то можно сказать, что наклонному положению одной кромки соответствует определенный наилучший наклон другой кромки. При этом оптимальным случаем можно считать тот, при котором создаются одинаковые условия у наружных и внутренних струй при пониженных расходах. Тогда будет затруднено образование обоих мертвых пространств A и B и выходная кромка даже при сильном снижении подачи будет равномерно обтекаться полезным потоком. Поставленные условия обозначают



Фиг. 258. Напорные характеристики.



Фиг. 259. Кривые мощности на валу.

равенство поглощения энергии внутренними и наружными струями при отсутствии протекания, следовательно,

$$\frac{u_{2a}^2}{g(1+p)} - \varphi \frac{u_{1a}^2}{2g} = \frac{u_{2i}^2}{g(1+p)} - \varphi \frac{u_{1i}^2}{2g} \tag{10. 43}$$

или

$$\frac{r_{2a}^2}{1+p} - \frac{\varphi}{2} r_{1a}^2 = \frac{r_{2i}^2}{1+p} - \frac{\varphi}{2} r_{1i}^2,$$

отсюда определяется коэффициент m как критерий наклонного положения

$$m \equiv \frac{r_{2a}^2 - r_{2i}^2}{r_{1a}^2 - r_{1i}^2} = \frac{\varphi}{2}(1+p). \tag{10. 44}$$

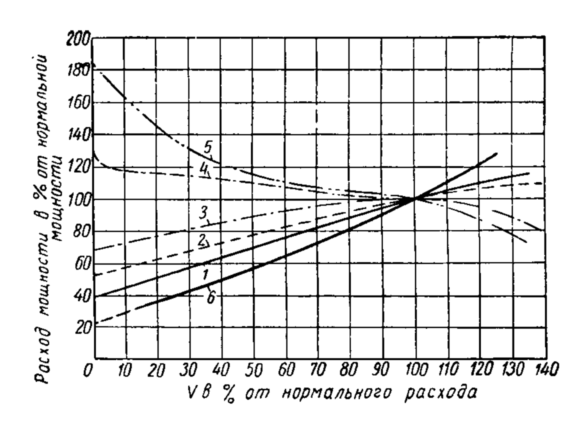
Например, при $\varphi = 0{,}6$, $p = 0{,}4$ получается значение $m = 0{,}42$. Выведенную зависимость следует считать только ориентировочной вследствие ее приближенного характера. Она применима только при умеренном наклоне, следовательно, не для осевых колес. Необходимо иметь в виду, что при определении наклона обеих кромок должны учитываться соображения, изложенные в разделе 26.

При рассмотрении уравнения (10. 37) можно, кроме того, сделать важный вывод относительно выходного угла лопатки, допустимого при ее наклонном положении,в особенности для винтовых и пропеллерных насосов. В этом уравнении натуральный логарифм является реальным только тогда, когда a имеет положительное значение. Это [согласно уравнению (10. 40)] имеет место лишь в случае, когда оба выходные угла лопатки β_{2a} и β_{2i} являются острыми или оба тупыми. Последний случай можно не принимать в расчет при сильном наклоне выходной кромки, так как угол очень сильно растет от a_2 к i_2.

Поэтому у винтовых или пропеллерных насосов применяются только профилированные лопатки с углом β_{2i} менее 90°, следовательно, не применяются так называемые серповидные лопатки. Из фиг. 253 наглядно вытекает этот результат, который, конечно, следует рассматривать как чисто качественный, вследствие того, что при его выводе не учитывался входной удар, если принять во внимание, что тупой выходной угол дает уменьшение работы лопатки при снижении расхода и поэтому внутренние парциальные потоки в колесе не имеют возможности при частичной нагрузке воспринимать такую же энергию, как и наружные парциальные потоки, которым соответствует острый угол β_2.

Чем больше угол β_2, тем больше становится a согласно уравнению (10. 40) и тем более пологую форму приобретает характеристическая кривая вблизи нормальной нагрузки. Если угол $\beta_{2i} = 90°$, то $a = \infty$ и линия H_{th_r} становится горизонтальной, хотя для остальных линий тока выходной угол острый. Отсюда можно видеть, какое решающее значение имеет выходной угол у втулки для поведения быстроходной машины.

Если на входе в рабочее колесо имеется закрутка потока $K_0 = rc_{0u}$, то предельный угол β_{2i} становится больше или меньше 90° в зависимости то того, будет ли входная закрутка направлена по или против вращения колеса. На фиг. 258—260 показаны типичные характеристические кривые для колес самой различной быстроходности, а также кривые к. п. д. и мощности на валу. В особенности



Фиг. 260. Кривые к. п. д. Кривые на фиг. 258 — 260 относятся к следующим удельным числам оборотов:

Кривые	1	2	3	4	5	6
n_q n_s	21 78	34 125	71 260	110 400	220 800	Пропеллерный насос с поворотными лопастями

бросается в глаза сильно отличающееся поведение винтовых и осевых насосов, что подтверждает изложенные выше выводы. Влияние мертвых пространств *A* и *B* (фиг. 257) обнаруживается в том, что чем больше быстроходность, тем, с одной стороны, быстрее уменьшается к. п. д. при понижении расхода по сравнению с номинальным (фиг. 260) и, с другой стороны, тем больше расход мощности при нулевой нагрузке (фиг. 259). По фиг. 260 нельзя установить, что максимальный к. п. д. становится выше с ростом удельного числа оборотов.

87. ОСОБЕННОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ОСЕВЫХ КОЛЕС

Если ограничиться рассмотрением среднего цилиндрического сечения (причем тогда пренебрегают смещением линий тока при пониженной подаче, рассмотренным в предыдущем разделе), то можно вновь исследовать течение, исходя из рассмотрения прямолинейной плоской решетки, при различных углах атаки, как это было сделано в главе VII. Хотя этот способ дает прямую H_{thx} только в области

нормальной подачи вследствие того, что не учитывается радиальное смещение линий тока (линия H_{thx} не протекает прямолинейно при наличии такого смещения), однако это позволяет избежать произвольного предположения, сделанного в разделе 80 п. б, о взаимном расположении линий H_{thx} и $H_{th\infty x}$ и поэтому этот способ излагается здесь в общих чертах. Возьмем второй точкой прямой H_{thx} ее пересечение с осью V_x, где работа лопатки равна нулю. В этом случае необходимо определить направление набегающего на решетку потока при нулевой подъемной силе (при этом достаточно просто учесть, что вследствие влияния трения режим нулевой подъемной силы неточно совпадает с точкой нулевой работы).

Закон протекания подъемной силы согласно уравнению (8. 40) можно также распространить на профиль в решетке с отсчетом угла атаки δ_0 от направления нулевой подъемной силы решетки и написать ее в следующем виде

$$\zeta_a = 2\pi\eta K \sin\delta_0 \quad \text{или} \quad \zeta_a = kK\delta_0^0. \tag{10 .45}$$

Согласно разделу 67, п. а имеем $\eta = 0{,}85 \div 0{,}92$, $k' = 0{,}092$ до 0,1, а K представляет отношение $d\zeta_a/d(\zeta_a)_1$ изменения коэффициента подъемной силы профиля в решетке и изолированного профиля, о чем говорилось в разделе 67, п. б и изображено на фиг. 198. При этом мы должны учесть согласно фиг. 197 изменение $\Delta\delta_0$ направления нулевой подъемной силы, т. е. угла δ_0 в зависимости от $\frac{t}{L}$, так что

$$\delta_0 = \delta_{01} - \Delta\delta_0. \tag{10. 46}$$

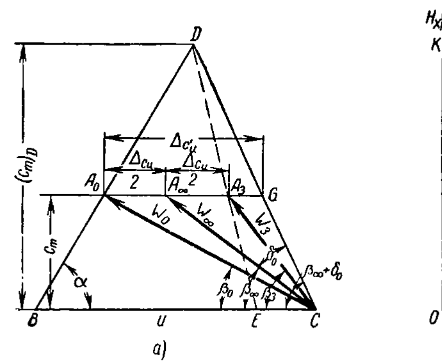
Здесь δ_{01} — угол установки изолированного профиля, δ_0 — угол профиля в решетке (оба угла отсчитываются от направления нулевой подъемной силы), $\Delta\delta_0$ — угол между этими двумя направлениями нулевой подъемной силы.

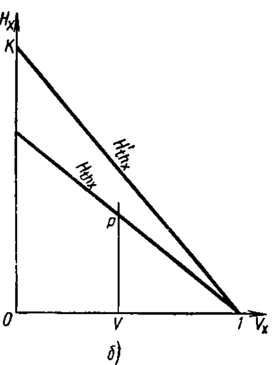
При определении коэффициента K по фиг. 198 при данных значениях $\frac{t}{L}$ и $\beta_{\infty 0}$ величина β определяется как угол между направлением нулевой подъемной силы для профиля в решетке и направлением фронта решетки, так что $\beta_{\infty 0} = \beta_\infty + \delta_0$.

Простое соотношение (10. 45) справедливо для всего диапазона нагрузок, на котором не происходит отрыва потока, следовательно, во всем практически важном диапазоне и поэтому может быть использовано для построения характеристики. При этом, раз мы ограничили себя определением формы кривой H_{thx} в диапазоне нормальной нагрузки, мы можем положить в основу профиль, лежащий на среднем радиусе $r_m = \frac{1}{2}(r_a + r_i)$.

На фиг. 197 можно видеть положение углов решетки. Направление w_∞, показанное на этой фигуре, относится к расчетному режиму работы колеса. Соответствующий треугольник скоростей показан на фиг. 261, a, причем следует учесть, что направления, указанные на фиг. 197, относятся к относительному течению, а следовательно,

их следует проложить в виде лучей из точки C на фиг. 261, *а*. Если начать с рассмотрения режима нормального расхода при меридиональной скорости c_m, то $\overline{CA}_\infty = w_\infty$ и согласно фиг. 197 угол наклона направления нулевой подъемной силы определится как $\beta_\infty + \delta_0$, поскольку известен угол δ_0. Следовательно, направление нулевой подъемной силы проходит по CD. Если бы w_∞ было направлено по CD, то подъемная сила должна была бы исчезнуть, т. е. Δc_u





Фиг. 261:

а — диаграмма скоростей осевого колеса с указанием направления нулевой подъемной силы; CD — направление потока при нулевой подъемной силе; *б* — перенесение нулевого направления диаграммы скоростей на диаграмму V_x, H_x (прямая KJ).

должна была бы равняться нулю. Для этого нужно было бы предположить, что направление абсолютной скорости на входе проходило бы не под углом α_0, а по направлению BG. С ростом расхода, следовательно, с увеличением c_m, очевидно, точка пересечения G перемещается вдоль CD вверх и достигнет точки D при данной меридиональной скорости $(C_m)_D$; в этой точке направление w_∞ совпадает, очевидно, с направлением нулевой подъемной силы при данном угле притекания α_0, а Δc_u равняется нулю.

Эта точка D соответствует точке пересечения J линии H_{thx} с осью V_x на диаграмме V_x, H_{thx} (фиг. 261, *б*). Ввиду того что линия H_{thx} не должна заметно отклоняться от прямой, то очевидно прямая DA_3 дает геометрическое место точек A_3 при переменной меридиональной скорости c_m, что удобно перенести на диаграмму V_x, H_{thx}, так как приближенно имеем $c_m \approx V_x$, $\Delta c_u \approx H_{thx}$.

Точка J определяется выражением

$$\overline{OJ} = (r_a^2 - r_i^2)\,\pi c_{mD} \text{ при } c_{mD} = \frac{u}{\operatorname{ctg}\alpha_0 + \operatorname{ctg}(\beta_\infty + \delta_0)}. \quad (10.47)$$

Искомую линию H_{thx} находим как прямую, соединяющую точку J и известную из расчета точку P. Очевидно она имеет наиболее пологий вид, т. е. характеристики тем менее резко падают, чем больше

значения углов α и β_∞, т. е. чем больше степень реакции γ, чем круче установлены лопатки, т. е. чем больше коэффициент подачи φ [303].

Если направление нулевой подъемной силы CD перенести на фиг. 261 с левой части на правую, то образуется прямая JK, которая в известной степени заменяет нашу прежнюю линию $H_{th\infty x}$. Если ординатам этой линии JK дать масштаб H'_{thx}, то можно написать [304], [305]

$$H_{hx} = \frac{H'_{thx}}{1+p'}, \qquad (10.48)$$

причем $H'_{th} = \frac{u}{g}\Delta c'_u$ и согласно фиг. 261, *б*

$$\Delta c'_u = \overline{A_0G} = \overline{A_0G_\infty} + \overline{A_\infty G} = \frac{\Delta c_u}{2} + \frac{w_\infty \sin\delta_0}{\sin(\beta_\infty+\delta_0)}. \qquad (10.49)$$

Из уравнений (8. 46) и (10. 45) следует

$$w_\infty = \frac{2\Delta c_u}{\zeta_a \frac{L}{t}} = \frac{2\Delta c_u}{2\pi\eta K \sin\delta_0 \frac{L}{t}}$$

так что

$$1+p' = \frac{\Delta c'_u}{\Delta c_u} = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi\eta K \frac{L}{t}\sin(\beta_\infty+\delta_0)}$$

или

$$p' = \frac{1}{\pi\eta K \frac{L}{t}\sin(\beta_\infty+\delta_0)} - \frac{1}{2}. \qquad (10.50)$$

Как видно, легко построить линию H_{thx}, если известно направление нулевой подъемной силы решетки, т. е. угол δ_0. При этом построении в основу можно положить расчетные точки (задаваясь определенным значением на основе данных раздела 60). Тогда согласно уравнению (8. 46а)

$$\zeta_a = 2\,\frac{\Delta c_u}{w_\infty}\cdot\frac{t}{L}\cdot\frac{\sin\beta_\infty}{\sin(\beta_\infty+\lambda)}.$$

Кроме того, согласно уравнению (10. 45)

$$\zeta_a = kK\delta_0^0 \text{ или } \zeta_a = 2\pi\eta K\sin\delta_0.$$

Так что

$$\delta_0^0 = \frac{2\Delta c_u \frac{t}{L}}{kKw_\infty}\cdot\frac{\sin\beta_\infty}{\sin(\beta_\infty+\lambda)}. \qquad (10.51)$$

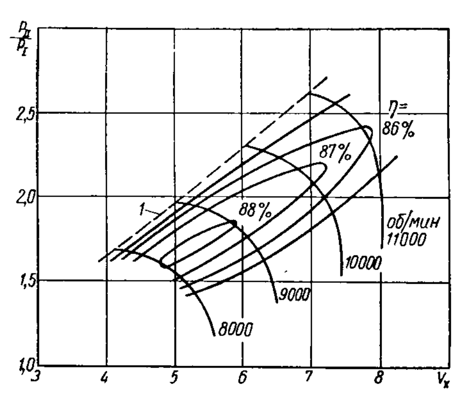
или при больших углах δ_0

$$\sin\delta_0 = \frac{\frac{t}{L}}{\pi\eta K}\cdot\frac{\Delta c_u}{w_\infty}\cdot\frac{\sin\beta_\infty}{\sin(\beta_\infty+\lambda)}. \qquad (10.51a)$$

Тем самым, точка I дается уравнением (10. 47) (см. фиг. 261, *б*). При определении значения K по фиг. 198 при параметре $\beta_{\infty 0} = \beta_\infty + \beta_0$ необходимо предварительно выбрать ориентировочно угол нулевой подъемной силы δ_0 и после этого повторить расчет. Угол трения λ можно определить с помощью уравнения (8. 41), причем следует учесть влияние решетки с помощью процентной надбавки от 50 до 100%.

Другие способы определения осевого направления решетки освещались Шимояма и Вислиценус [304], но эти способы не давали удовлетворительного совпадения с действительностью. Поэтому нами отдано предпочтение изложенному выше сокращенному способу.

Дополнительные замечания по характеристикам осевых компрессоров. В разделе 87 были обоснованы повышение расхода мощности при холостом ходе и быстрое падение к. п. д. быстроходных машин при понижении подачи, что, естественно, особенно сильно выражено у осевых колес, как это можно видеть по кривой *5* на фиг. 258—260. Вследствие того что расход мощности при нулевой подаче большей частью выше, чем при нормальной нагрузке, исключается регулированне с помощью дросселирования расхода. Поэтому рабочий диапазон смещается в область повышенных подач.



Фиг. 262. Топографическая характеристика осевого компрессора. В качестве ординаты взято p_{II}/p_I вместо H:

1 — граница срыва.

Необходимость избегать области пониженных расходов вытекает также из того обстоятельства (подробно рассмотренного в разделе 92, п. а), что только у профилей лопаток с малой кривизной и малым углом β_{0a} характеристики имеют плавную форму, как это показано на фиг. 258—260.

При тех же углах лопатки, которые применяются и которые необходимо применять в компрессорах, большей частью напор внезапно снижается, как только расход становится ниже нормального. При этом «отрыве» уменьшается также к. п. д. и нарушается плавность работы машины. На фиг. 262 (взята из отчетов фирмы ВВС по турбокомпрессорам), показано, что диапазон рабочих режимов осевых компрессоров у́же, чем у центробежных. На этой фигуре можно видеть также быстрое падение напорной характеристики при повышении расхода. Это падение усиливается с ростом напора, следовательно, с увеличением числа оборотов у данного компрессора.

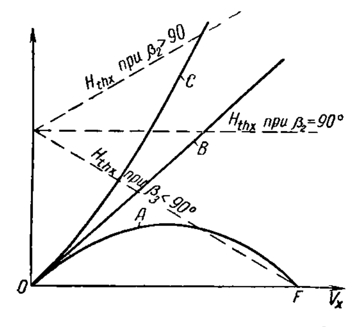
Кроме того, с увеличением числа оборотов граница отрыва все больше приближается к оптимальной точке, соответствующей этому числу оборотов. Максимальное значение подъемной силы, приведенное на фиг. 196, относится, следовательно, только к малым числам Маха и уменьшается с увеличением числа Маха.

88. ХАРАКТЕРИСТИКА МОЩНОСТИ НА ВАЛУ

В выражении (1. 26) для мощности на валу в *л. с.*

$$N_x = \frac{\gamma}{75}(V_x + V_{sp}) H_{thx} + N_a + N_r + N_m \qquad (10.\ 52)$$

первый член представляет мощность, передаваемую лопатками. Если первоначально объединить сумму членов $V_x + V_{sp}$ в один V_x, то мощность лопатки $\gamma V_x H_{thx}$ в *кгм/сек* будет на диаграмме V_x, H_x изображаться параболой, проходящей через начало координат, потому что линия H_{thx} представляет прямую. При $\beta_2 = 90°$, т. е. у радиально оканчивающейся лопатки, напор $H_{thx} = \text{const}$ и, следовательно, характеристика мощности становится прямой B (фиг. 263).



Фиг. 263. Влияние угла лопатки β_2 на протекание мощности $V_x = H_{thx}$, сообщенной потоку лопатками. Линия A относится к $\beta_2 < 90°$, линия B — при $\beta_2 = 90°$; линия c — при $\beta_2 > 90°$.

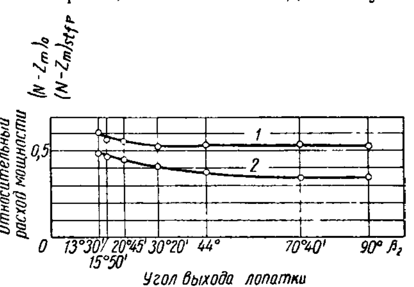
У загнутых назад лопаток характеристика проходит ниже этой прямой, достигает максимального значения и после этого вновь снижается до нуля. У лопаток, загнутых вперед, характеристика проходит выше B и неограниченно возрастает. Обе параболы касаются прямой B в точке O (на фиг. 263 кривые H_{thx} сходятся в одной точке на оси ординат, что может иметь место только при одинаковом коэффициенте уменьшения мощности p).

После добавления других членов уравнения (10. 52), включая потери в зазоре, кривые общего расхода мощности больше не будут проходить через начало координат; создается значительная мощность холостого хода. Общая форма кривых мощности на валу тихоходных машин в значительной степени похожа на вышерассмотренные кривые мощности, передаваемой лопатками, хотя дополнительные члены уравнения (10. 52), в особенности потери N_a на обратное движение (обмен импульсами) сильно изменяются в зависимости от расхода V_x.

Эта мощность холостого хода составляет тем большую процентную долю нормальной нагрузки, чем меньше угол β_2, потому что трение колеса и потери в зазорах при этом возрастают. Это подтверждается фиг. 264. С уменьшением угла β_2 растет, однако, и удельное число оборотов. Следует заметить, что этот рост мощности холостого

хода с увеличением удельного числа оборотов (согласно фиг. 260) наблюдается также при переходе к другим формам колес. У пропеллерных насосов с неподвижными (нерегулируемыми) рабочими лопатками и у винтовых насосов мощность холостого хода должна превышать потребную мощность при нормальной нагрузке, так что затрудняется пуск и исключается регулирование путем дросселирования.

Согласно фиг. 264 мощность холостого хода, в случае применения безлопаточного направляющего аппарата, меньше чем для случая направляющего аппарата с лопатками, потому что уменьшается потеря N_a на обмен импульсами.



Фиг. 264. Относительный расход мощности прн нулевой подаче при нормальном числе лопаток по данным Ганзена:

1 — насос с лопаточным направляющим аппаратом; 2 — насос с безлопаточным направляющим аппаратом.

Прогрессивное увеличение расхода мощности у лопаток, загнутых вперед, с ростом расхода, протекающего через колесо, может повести, кроме того, к перегрузке привода, если расход (например, вследствие разрыва трубы) превышает нормальную величину.

Парабола OAF (фиг. 263) имеет горизонтальную касательную при расходе $^1/_2\,\overline{OF}$. Поэтому вблизи нормального расхода V потребная мощность увеличивается или уменьшается с ростом V_x в зависимости от $V \lesseqgtr \frac{1}{2}\overline{OF}$.

Высокие коэффициенты давления дают крутые кривые N_x при небольшой мощности холостого хода, но большой расход мощности при повышенных расходах.

Угол наклона ε *линий* N_x *при нормальной нагрузке; определение линии* η_x. Для каждой напорной характеристики можно определить наклон линии N_x в точке оптимального к. п. д. и тем самым определить приближенную форму кривой N_x, если известен этот к. п. д. η_x. Выражение для расхода мощности

$$N_x = \frac{\gamma}{75} \cdot \frac{V_x H_x}{\eta_x} \qquad (10.52a)$$

после дифференцирования по V_x дает следующий наклон линии N_x в точке оптимального к. п. д., где $H_x = H$, $V_x = V$, а также $\frac{dn}{dV_x} = 0$.

$$\operatorname{tg}\varepsilon = \frac{dN_x}{dV_x}\Bigg|_{v_x = v} = \frac{\gamma}{75\,\eta_{\max}}\left(H + V\,\frac{dH_x}{dV_x}\right). \qquad (10.53)$$

Вблизи нормальной нагрузки потерями на удар (фиг. 265) можно пренебречь, если только расход при оптимальном к. п. д. не слишком

отклоняется от расхода, соответствующего безударному входу что мы и предполагаем. Тогда можно принять

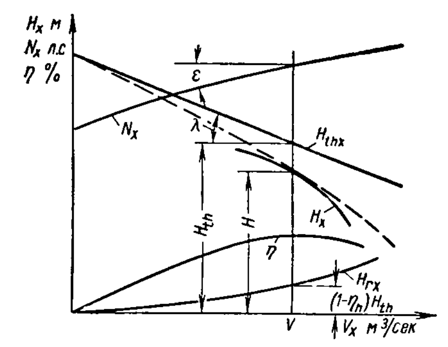
$$H_x = H_{th\,x} - H_{rx} = H_{thx} - (1 - \eta_h) H_{th} \left(\frac{V_x}{V}\right)^2,$$

так что

$$\frac{dH_x}{dV_x} = \frac{dH_{thx}}{dV_x} - 2(1 - \eta_h) H_{th} \frac{V_x}{V^2}$$

после замены

$$V_x = V, \quad H_{thx} = H_{th} = \frac{H}{\eta_h}, \quad \frac{dH_{thx}}{dV_x} = -\frac{H_{th\,0} - H_{th}}{V} \equiv -\operatorname{tg}\lambda,$$



Фиг. 265. Связь между линией расхода мощности N_x и линией теоретического напора H_{thx}.

т. е.

$$\left.\frac{dH_x}{dV_x}\right| V_x = V = -\frac{H_{th0} - \frac{H}{\eta_h}}{V} - 2(1 - \eta_h)\frac{H}{\eta_h}\cdot\frac{1}{V}.$$

Отсюда уравнение (10. 53) дает искомый наклон

$$\operatorname{tg}\varepsilon = \frac{\gamma}{75\eta_{\max}}\left(3H - \frac{H}{\eta_h} - H_{th0}\right). \quad (10.54)$$

Для выходной кромки, параллельной оси (в меридиональном сечении), согласно уравнению (10. 9) имеем

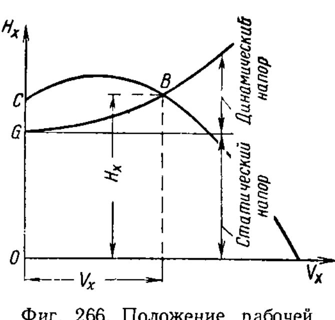
$$H_{th0} = \frac{u_2^2}{g(1+p)}. \quad (10.55)$$

и для наклонной выходной кромки (быстроходной машины) согласно уравнению (10. 44)

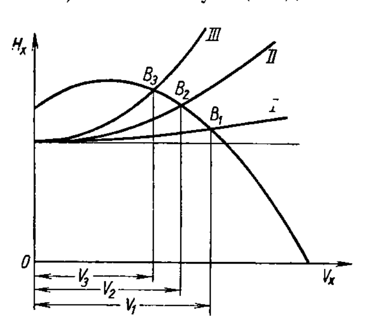
$$H_{th0} = \frac{H}{\eta_h} + \frac{\omega^2}{g(1+p)}\cdot\frac{r_{2a}^2 - r_{2i}^2}{\ln a}.$$

Уравнение (10. 54) позволяет определить угол наклона касательной к кривой N_x в точке оптимального к. п. д. При построении необходимо обратить внимание на масштаб. Форму остальной части кривой можно легко определить, если учесть, что эта кривая N_x большей частью имеет малую кривизну в практическом рабочем диапазоне. По кривой N_x определяют кривую к. п. д. с помощью уравнения (10. 52а).

Требуемая от насоса высота напора состоит (согласно разделу 1) из неизменной части, т. е. разности высот и разности давления между уровнем воды на всасывающей и на напорной стороне, и из динамической части — сопротивление трубопровода, которое изменяется в квадратичной зависимости от напора. Вследствие этого требуемая высота напора на диаграмме V_x, H_x изменяется по кривой GB, похожей на параболу (фиг. 266), которая называется характеристикой трубопровода. Очевидно насос работает в точке пересечения B этой линии с напорной характеристикой, соответствующей данному



Фиг. 266. Положение рабочей точки B.



Фиг. 267. Уменьшение подачи каждого насоса с увеличением числа насосов, работающих на одну систему.

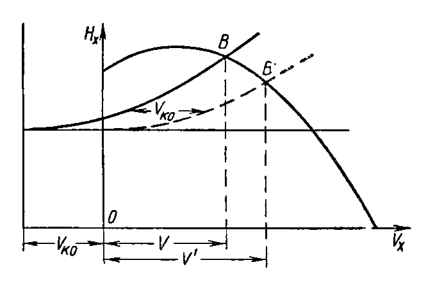
числу оборотов, где также получается требуемая высота напора. Как правило, необходимо считаться с тем, что эта рабочая точка B не будет совпадать с точкой безударного входа.

Особое значение приобретает определение рабочей точки, когда одновременно несколько насосов работают на одну и ту же магистраль. Ввиду того что на характеристической кривой абсциссы представляют расход только одного насоса, то в этом случае на характеристике трубопровода, которая наносится на диаграмму насоса, либо соответственно уменьшаются абсциссы, либо увеличиваются ординаты. Если насосы совершенно одинаковы, то абсциссы характеристики трубопровода следует уменьшить в отношении числа насосов, а ординаты остаются неизменными. На фиг. 267 показаны полученные таким образом характеристики трубопровода для одного, двух и трех насосов, которые обозначены I, II и III. Следовательно, рабочие точки B_1, B_2 и B_3 смещаются таким образом, что с увеличением числа насосов подача отдельных насосов уменьшается, например, с V_1 до V_3, когда работают три насоса вместо одного. Поэтому при одновременной работе n насосов (при неизменном числе оборотов) по одному и тому же трубопроводу подается далеко не n-кратное значение расхода одного насоса. Кроме того, безударный вход возможен только при одном из рассматриваемых рабочих режимов. Разница, очевидно, становится тем больше, чем

более пологую форму имеет характеристическая кривая, с одной стороны, и, с другой стороны, чем больше динамическая часть потребной высоты напора.

При переменном режиме и одновременной работе нескольких лопаточных насосов рекомендуется применять насосы с круто падающими напорными характеристиками и большие трубопроводы, в то время как пологая форма характеристики представляет преимущество для однонасосной установки в случае дроссельного регулирования.

Эти процессы необходимо принимать во внимание также при совместной работе лопаточных и поршневых насосов. В этом случае рабочую точку B определяют тем, что характеристику трубопровода смещают на величину постоянного расхода V_{ko} поршневого насоса в отрицательном направлении V_x (фиг. 268). После выключения поршневого насоса здесь также происходит заметное повышение расхода с V до V'.



Фиг. 268. Совместная работа поршневого и лопаточного насосов.

Если лопаточные насосы, соединенные параллельно, различны, т. е. имеется столько же различных напорных характеристик, сколько применено насосов, то наиболее целесообразно оставить неизменной характеристику трубопровода и для отдельных напорных характеристик построить суммарную кривую путем сложения абсцисс V_x, принадлежащих одинаковым значениям H_x. В точке пересечения этой суммарной кривой с характеристикой трубопровода получается определяющее значение H_x и отсюда на основании отдельных напорных характеристик определяется распределение расхода по отдельным насосам.

Как правило, трубопровод, присоединенный к отдельным насосам, также не является всюду точно одинаковым; каждый насос имеет свой всасывающий трубопровод и для всех насосов является общим не весь напорный трубопровод, а только какой-то его участок. В подобном случае отдельные напорные характеристики перечерчивают таким образом, что они учитывают сопротивления, включая разность высот вплоть до точки ответвления трубопровода, начиная с которой трубопровод является общим для всех насосов, и включают их в сопротивление для данного насоса [1]; благодаря этому задача сводится к определению совместной работы неодинаковых насосов. При наличии более двух насосов необходимо ориентировочно определить сопротивление частей трубопровода, питаемых не одним,

---

[1] Так называемое «построение характеристик насосов, приведенных к общей точке». *Прим. ред.*

а несколькими насосами. О других требованиях, предъявляемых в случае параллельной работы, изложено в разделе 91.

Изложенные выше соображения можно без труда перенести на случай подачи газа, но только при условии исчезающе малого изменения объема при протекании по данному трубопроводу. При высоких степенях сжатия необходимо объемную подачу рассматривать по состоянию газа в рассматриваемом трубопроводе.

Эквивалентное сопло. В некоторых случаях, например, у воздуходувок, создаваемый напор служит только для преодоления сопротивления трубопровода, так как статическая часть напора отсутствует. Тогда характеристика трубопровода представляет параболу с вершиной в начале координат, т. е. линию постоянных условий входа в колесо, и, согласно выводу в конце раздела 84, приближенно соответствует также линии постоянного к. п. д. Подача в этом случае точно следует закону подобия, а степень наполнения $\frac{V_x}{V}$ остается постоянной, независимо от числа оборотов. Для оценки общего сопротивления воздухопровода в этих случаях используют понятие «эквивалентных сопел» (см. правила испытания компрессоров по немецкому стандарту), которые создают такое же сопротивление протеканию воздуха, как рассматриваемый воздухопровод. Сечение сопла при хорошем округлении, когда коэффициент истечения может быть принят равным 1, составляет

$$F_d = \frac{V_x}{\sqrt{2gH_x}}. \qquad (10.56)$$

Здесь

$$H_x = h_{ad} + \frac{c_{II}^2 - c_I^2}{2g} \approx \frac{P_{II} - P_I}{\gamma_m} + \frac{c_{II}^2 - c_I^2}{2g}, \qquad (10.57)$$

причем $P_{II} - P_I$ означают перепад давления в *кг/м*^{2} или *мм* вод. ст., γ_m — средний удельный вес.

90. ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЫКЛЮЧЕНИИ ПРИВОДА. ВЫБЕГ НАСОСА. ЧИСЛО ОБОРОТОВ ОБРАТНОГО ХОДА

В случае длинного трубопровода необходимо особо обратить внимание на явления, возникающие при выключении или разрыве электрического тока, связанные с влиянием массы воды и определяемые тем, что число оборотов насоса снижается быстрее, чем скорость воды в трубопроводах. Большой столб воды в трубопроводе перемещается тогда под действием сил инерции, а насос создает сопротивление этому течению, вследствие чего в начале напорного трубопровода происходит падение давления; это может привести к образованию разрежения в начале напорного трубопровода или, что еще более вероятно, в какой-либо высоко расположенной точке изгиба трубопровода и, в конце концов, привести к обрыву потока или к сплющиванию трубопровода [310]. Вследствие упругости воды и стенок трубопровода этот процесс протекает в виде волн

давления, распространяясь по трубопроводу со скоростью, равной скорости звука, соответствующей общей упругости системы; первоначально волна пониженного давления перемещается от насоса к напорному резервуару, там отражается как волна повышенного давления, вследствие чего и в насосе возникают вредные повышенные давления. Теория этих волн давления была разработана Эйлером, Жуковским, а также Аллиеви [311], в настоящее время она настолько широко разработана, что для исследования этих процессов созданы простые графические способы [312]—[315]. Это тем более ценно, что любой большой трубопровод необходимо исследовать при его проектировании на упомянутый выше гидравлический удар.

Для ограничения как вакуума, так и роста давления, принимаются следующие меры:

1. Увеличение влияния инерции массы ротора машины по сравнению с массой воды в трубопроводе. Инерционные влияния оценивают по времени разгона, которое необходимо для достижения установившихся скорости c или ω, при постоянном ускорении данной массы под действием приложенных сил. Поэтому «время разбега» трубопровода равняется

$$T_r = \frac{Lc}{gH},$$

где L — длина трубопровода (ввиду того, что ускорение составляет c/T_r, а масса $\frac{\gamma}{gL}$ — на каждый квадратный метр сечения, — то приложенная сила равняется γH); «время разбега» насоса равняется

$$T_p = J\frac{\omega}{M}, \tag{10.57a}$$

где J — момент инерции роторов насоса и мотора, отнесенный к валу насоса;

$M = N \cdot 75/\omega$ — нормальный момент привода насоса.

Для получения достаточно большого отношения T_p/T_r требуются специальные маховики большого веса.

2. Обратные клапаны, которые закрываются при изменении направления течения в трубопроводе на обратное. Как показывает опыт, установка двух или нескольких задвижек в соответствующих местах, например, по обоим концам трубопровода, более эффективна, чем одной. Своевременного отключения добиваются установкой вместо одного из обратных клапанов быстродействующей задвижки непосредственно у насоса. Дополнительный отвод (сброс жидкости), управляемый от обратного клапана, уменьшает рост давления.

3. Установка воздушных колпаков [316] (непосредственно у насоса). Водяной затвор или клапан для выпуска воздуха (на высокорасположенной точке изгиба трубопровода). Следует обратить внимание на то, что воздушные колпаки вызывают ускорение обратного потока небольшой массы воды, находящейся между камерой и насосом. Поэтому целесообразно снабжать их обратными клапанами и дроссельными шайбами. При высоких давлениях или большом

внутреннем диаметре трубопровода последнее мероприятие оказывается нерентабельным.

Сопротивление трения H_w трубопровода, т. е. большое отношение H_w/H, в значительной степени демпфирует волны давления.

Обратный поток может также оказаться опасным для привода насоса, так как насос при отсутствии перечисленных выше предохранительных устройств начинает вращаться в обратную сторону и работает как турбина; при этом число оборотов обратного хода превышает при известных обстоятельствах нормальное число оборотов мотора. Отношение числа оборотов обратного хода к нормальному числу оборотов насоса тем больше, чем выше его к. п. д. и его быстроходность [317], [318], [319], [320]. Исследования Тома показали, что число оборотов обратного хода небольшого центробежного насоса, примерно, равняется нормальному числу его оборотов, но у крупных высококачественных центробежных насосов примерно на 20—30% выше; наибольшего значения оно достигает у осевых насосов. В определенном диапазоне оно возрастает также с увеличением T_r/T_p, поскольку увеличивается ударное давление позади насоса.

Гидравлические удары, или точнее удары давления, менее вероятны при подаче воздуха, так как отношение T_r/T_p в этом случае очень мало. Незначительность влияния массы или инерции течения в трубопроводе облегчает также применение обратных клапанов и поэтому вопросы обратного хода для компрессоров не имеют значения.

91. ОБЛАСТЬ НЕУСТОЙЧИВОЙ РАБОТЫ

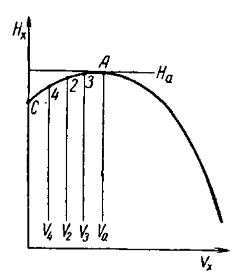
Явления неустойчивой работы могут выражаться в виде колебаний давления или в виде скачкообразного изменения (обрыва) подачи.

а) Колебания, определяемые взаимодействием с аккумулятором энергии. Участок кривой *AC* между наивысшей точкой *A* напорной характеристики и осью ординат имеет неустойчивый характер при некоторых условиях работы, а именно тогда, когда в напорном трубопроводе находится аккумулятор энергии. Остальная часть кривой— стабильна. Это можно пояснить на примере напорной характеристики, показанной на фиг. 269.

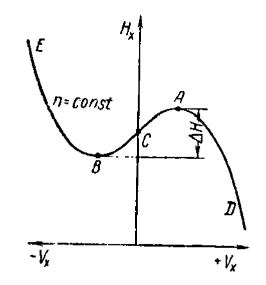
Пусть отбираемый расход равняется V_2 соответственно рабочей точке *2* на характеристике фигуры 269. Если теперь изменяется равновесие между подачей и расходом, например, подача увеличится и соответствует примерно рабочей точке *3*, то избыток $V_3 - V_2$ должен накапливаться в напорном трубопроводе, и, следовательно, будет повышаться давление нагнетания. Но вследствие этого должна очевидно далее сместиться вправо рабочая точка, т. е. еще более удалиться от состояния равновесия *2*. Отсюда получаем критерий для определенных условий неустойчивого состояния. В рассматриваемом случае давление нагнетания может повышаться только до точки *A*. Если необходимо еще дальше накапливать транспорти-

руемую жидкость, то не остается ничего иного, как рабочую точку перенести на отрицательный участок BE напорной характеристики (фиг. 270), потому что только там создаются еще более высокие давления; при этом поток внезапно изменяет свое направление.

Если, с другой стороны, подача уменьшится и соответственно переместится в рабочую точку *4* (фиг. 269), то аккумулятор энергии должен покрыть недостающую величину $V_2 - V_4$. Следовательно, его давление снизится и тем самым также увеличивается расстояние до равновесного состояния, причем вновь возникает обратный поток и, следовательно, отрицательная подача.



Фиг. 269. Неустойчивый участок характеристики AC.



Фиг. 270. Характеристика H_xV_x в двух квадрантах.

Для изучения этого явления важно исследовать напорную характеристику, продленную в отрицательную область, так называемую «тормозную» характеристику (фиг. 270). По форме этой «тормозной» кривой можно определить, что неустойчивый характер работы распространяется до точки B. При нарушении равновесия, в последнем рассмотренном случае слишком малых подач насоса режим отрицательного течения воды через насос продолжается до точки B, где начинается стабильный участок BE и откуда подача скачком переходит на расположенную справа стабильную ветвь кривой DA, так как только там возможно дальнейшее снижение давления, создаваемое обратным потоком. После этого скачкообразного перехода на положительную подачу, однако, давление в аккумуляторе тотчас же опять начинает расти. Таким путем возникает регулярное «качание». В первом рассматриваемом случае слишком больших подач насоса (по сравнению с потреблением сети) давление нагнетания будет возрастать до наивысшей точки A напорной характеристики, а затем рабочая точка насоса снова скачком перейдет на ветвь кривой BE, поскольку дальнейшее возрастание давления подачи невозможно; после этого тотчас же начинается снижение давления до точки B, связанное с отрицательной подачей насоса. С этого момента насос снова начнет работать на участке характеристики DA. Как видно, возникновение этих «качаний» зависит от наличия аккумулятора энергии в нагнетательном трубопроводе.

При подаче воды этот аккумулятор энергии может быть образован воздушной камерой, установленной в нагнетательном трубопроводе

или вследствие упругой конструкции самого трубопровода (необходимой, например, для компенсации термического расширения трубопроводов питания котлов).

В случае короткого нагнетательного трубопровода подобным аккумулятором энергии может явиться высокорасположенный бак, установленный в конце трубопровода.

При подаче воздуха такой упругий элемент всегда имеется в виде сжатого воздуха, содержащегося в воздухопроводе и в корпусе компрессора. Кроме того, неустойчивая ветвь напорной характеристики длиннее у машин для подачи воздуха, чем у жидкостных насосов, отчасти вследствие применения больших выходных углов β_2, отчасти из-за того, что, как показано в разделе 116, многоступенчатые конструкции усиливают неустойчивый характер работы. Неустойчивая часть напорной характеристики распространяется приблизительно до значений коэффициента наполнения порядка 49% у турбовоздуходувок для доменных и сталеплавильных печей, а у напорных многоступепчатых турбокомпрессоров — до 60%; у нагнетателей для наддува авиамоторов ($\beta_2 = 90°$) даже почти до оптимальной рабочей точки, так что для них возможны только режимы перегрузки по расходу.

В обоих случаях подачи воды и воздуха справедливы следующие общие соображения.

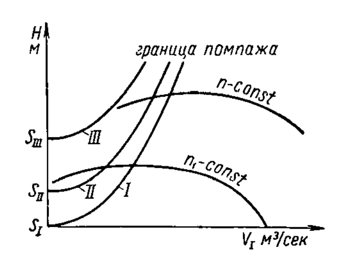
Вследствие срыва подачи и последующего внезапного ее восстановления возникают волны давления, которые вызывают в способной колебаться системе, состоящей из массы перемещаемой жидкости, находящейся в трубопроводе и насосе, собственные колебания. Момент срыва подачи определяется колебаниями давления, обусловленными этими собственными колебаниями системы и которые также связаны с накоплением и разрядкой аккумулятора энергии. Поэтому ударная нагрузка насоса, как показывает опыт, до известной степени усиливается или гасится этими собственными колебаниями.

Частота колебаний всегда равняется, таким образом, частоте собственных колебаний жидкости, находящейся в трубопроводе и насосе, большей частью первого порядка. Отсюда также следует, что частота этих колебаний в основном не зависит от числа оборотов и определяется только размерами установки. Этот вывод очень важен для дальнейшего изучения характера этих явлений.

При очень большой аккумулирующей способности системы, следовательно, при очень малой частоте, колебания давления происходят по «тормозной» кривой (фиг. 270), так что колебания давления равны разности давлений ΔH, определяемой по этой кривой. Если уменьшить емкость аккумулятора энергии, то растет частота. Форма колебаний становится все больше и приближается к синусоидальной [323] (но, конечно, могут накладываться также колебания более высоких порядков).

С ростом частоты связано также увеличение амплитуды колебания давлений. Вследствие того, что прямые и отраженные волны давлений в трубопроводе накладываются друг на друга, возникают

стоячие волны [324]. При этом ударные пики давления могут достигать таких величин, которые будут опасны для установки и неприемлемы для эксплуатации. Однако амплитуды давления растут с частотой не безгранично, потому что при достаточно высокой частоте начинают действовать новые факторы. Необходимо достаточно большое время для фактического осуществления изменения циркуляции вокруг рабочей лопатки вследствие сбегающих вихрей; как известно, только это изменение циркуляции вызывает изменение подачи. Это «время разбега» циркуляции при высоких частотах, следовательно, при уменьшенной аккумулирующей способности, достигает порядка величины времени, требуемого для одного цикла колебания режима подачи насоса. Вследствие этого затрудняется дальнейшее увеличение амплитуды давлений и колебания полностью исчезают при емкости аккумулятора энергии ниже определенной величины. Но, как уже упоминалось, частота изменения режимов подачи не зависит от числа оборотов, а «время разбега» циркуляции растет с падением числа оборотов. Можно считать, что в пределах применимости закона подобия (см. раздел 84а) угол поворота вращающегося колеса данного насоса за период «времени разбега» циркуляции остается постоянным, поскольку сохраняется картина течения. Отсюда становится очевидным, что «время разбега» обратно пропорционально числу оборотов или окружной скорости колеса. Поэтому насосы для питания котлов и даже компрессоры при высокой окружной скорости будут иметь очень малое время разбега; колебания режимов их работы (помпаж) могут наблюдаться вплоть до значительно меньших размеров аккумулятора энергии, чем это возможно для обычных лопаточных насосов или воздуходувок низкого давления. С другой стороны, любой насос, способный входить в режим помпажа, при снижении до некоторого числа оборотов будет вести себя стабильно во всем возможном диапазоне работы. Это «предельное число оборотов» согласно указанному выше будет лежать тем выше, чем меньше аккумулирующая способность системы.



Фиг. 271. Влияние числа оборотов и размеров аккумулятора на положение границы помпажа насоса:

I — граница помпажа насоса при очень большом аккумуляторе; *II* — граница помпажа насоса при среднем размере аккумулятора; *III* — то же, при малом размере аккумулятора. Линии *I*, *II* и *III* приближенно являются также линиями одинаковой частоты, но не одинаковой амплитуды.

На характеристическом поле лопаточного насоса граница области устойчивой работы (граница помпажа) будет проходить по линиям *I*, *II*, *III* (фиг. 271), причем вершины S этих кривых будут лежать тем выше по оси H, чем меньше аккумулирующая способность системы. Опыты показали, что при перемещении вверх вершины S перемещается вместе также вся линия границы помпажа, без заметного при этом изменения; отсюда вполне возможно, что эти предельные

кривые *I*, *II* и *III* являются конгруентными. Эти предельные кривые являются приближенно также кривыми постоянных частот колебаний. На основании кривых (фиг. 271) можно прийти к другому важнейшему выводу, а именно, что область стабильной работы тем больше, чем меньше упругость трубопровода.

Колебания давления наступают тотчас же при достижении границы помпажа, причем амплитуды и частоты при данном числе оборотов ведут себя, по-видимому, следующим образом: сперва наблюдается повышенная частота, но несколько пониженная амплитуда колебаний давления. При дальнейшем закрывании дроссельного органа частота колебаний уменьшается, а амплитуда наоборот увеличивается. Эти изменения протекают скачкообразно. Амплитуда становится наибольшей при нулевой подаче; частота при этом является минимальной. Этот процесс нуждается еще в дальнейшем исследовании [325]. По-видимому, произведение амплитуды на частоту остается при этом приблизительно неизменным и для данной машины и данного числа оборотов не зависит от длины присоединенного трубопровода.

Хотя имеется целый ряд общих характерных признаков в случае подачи воды и воздуха, однако необходимо принять во внимание следующие отклонения. При подаче воды упругость воды и материала стенок трубопровода почти всегда недостаточны для создания эффективного упругого звена, поскольку период собственных колебаний всегда значительно меньше «времени разбега» циркуляции, т. е. предельное число оборотов лежит выше рабочего числа оборотов. Таким образом, при отсутствии воздушных колпаков или аналогичного устройства в трубопроводе и если трубопровод проложен жестко, не наблюдается каких-либо колебаний. Подобные условия в явно выраженном виде создаются при испытании насоса на стенде, потому что дроссельный орган находится недалеко от насоса. Аналогичные благоприятные условия могут создаваться в большинстве случаев работы насосов для водоснабжения жилых домов и промышленных установок. В то же время при питании котлов всегда необходимо прокладывать питательный трубопровод, по возможности упругий, не говоря уже о том, что водоподогреватель питательной воды делается эластичным. Характеристика трубопровода имеет пологий вид, а число оборотов берется высоким. Поэтому здесь приходится учитывать возможность возникновения ударов.

Собственные колебания возникают при подаче воды вследствие воздействия жесткой самой по себе массы воды относительно упругого звена. Обусловленная этим собственная частота колебаний давления составляет (при закрытой задвижке)

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{gF}{LA}}. \qquad (10.58)$$

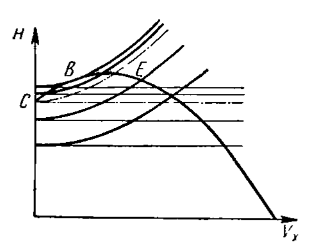
Здесь обозначает: F — сечение трубопровода между резервуаром на всасывающей стороне и упругим звеном; $L = L_{I} + L_{II} + L_{p}$ — общая длина «внутреннего трубопровода», т. е. длина всасывающего

трубопровода L_I + длина напорного трубопровода L_{II} вплоть до аккумулятора + приведенная к сечению F длина L_p, соответствующая емкости насоса, причем приближенно эта последняя величина может быть определена из равенства

$$L_p = F \sum \frac{\Delta l_g}{F_g}, \tag{10.59}$$

поскольку среднее сечение F_g приходится на длине участка Δl_g корпуса. При рассмотрении рабочего колеса расчет ведется, исходя из относительных скоростей.

A — аккумулирующая способность упругого звена, выражаемая в $м^2$; эта величина определяется для открытых водоемов или резервуаров (на зеркало воды которых давит такое же давление, как и на зеркало всасываемой воды) через их сечения в горизонтальной плоскости;



Фиг. 272. Сокращение неустойчивого участка характеристики до BC вследствие гидравлического сопротивления трубопровода перед упругим звеном.

для воздушных колпаков — посредством равенства

$$A = \varkappa \frac{W_m}{h_m}, \tag{10.60}$$

где $\varkappa = c_p/c_v$; W_m — средний объем воздуха в воздушной камере в $м^3$; h_m — среднее давление в $м$ вод. ст. перемещаемой жидкости;

для упругого звена трубопровода, которое работает как пространственная пружина (амортизатор), посредством выражения

$$A = \frac{dW}{dh}, \tag{10.61}$$

т. е. равно изменению его объема W в $м^3/м$ или $м^2$ при изменении давления в трубопроводе на 1 $м$ столба жидкости.

Ввиду того что при подаче воды участок трубопровода до упругого звена наполнен жесткой массой воды, здесь возникает возможность демпфировать колебания благодаря сопротивлениям, которые устанавливаются в этом «внутреннем трубопроводе», например, в виде дросселирующего органа. Вследствие этого укорачивается также неустойчивый участок характеристики, как показано на фиг. 272; показанные на этой фигуре параболы учитывают сопротивление упомянутого дроссельного органа, включая и прочие потери на трение во «внутреннем трубопроводе» (характеристика «внутреннего трубопровода») [1].

Вершина этой параболы лежит на уровне статического давления в упругом звене и перемещается вверх с ростом давления нагне-

[1] При параллельном соединении нескольких насосов становится неустойчивым весь падающий влево участок напорной характеристики, следовательно, также и участок BE.

тания. Как видно, максимальное давление получается в точке B. Дросселирование после упругого звена бесполезно и приводит лишь к бесполезной потере энергии.

При подаче воздуха возникает особенность, состоящая в том, что колеблющаяся масса воздуха представляет одновременно упругое звено. Поэтому его собственные колебания представляют такие же стоячие волны, как в свистке, длиной равной участку воздуха повышенного давления, включая часть пути воздуха в самом компрессоре. При этом не следует, однако, упускать из виду, что в корпусе компрессора происходит повышение плотности и температуры и в особенности то обстоятельство, что не всегда можно пренебречь скоростями в воздухопроводах и в корпусе по отношению к относительно низкой скорости звука.

Рассмотрим трубопровод, закрытый дроссельной задвижкой, исходя из простой закономерности распространения звука; тогда собственная частота колебаний низшего порядка будет равна

$$f = \frac{a}{4L}. \qquad (10.\ 62)$$

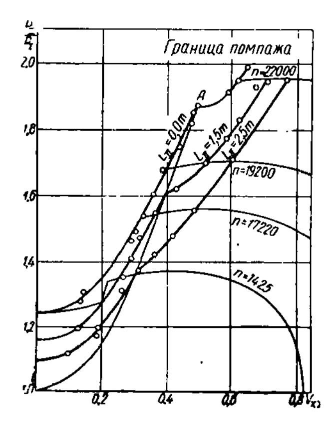
Здесь означает: a — скорость звука в перемещаемом воздухе, которая предполагается здесь постоянной на всем воздушном пути; $L = L_{II} + L_p$ — длина воздушного пути до дроссельной задвижки, т. е. длина нагнетательного трубопровода L_{II} плюс воздушный путь L_p в корпусе компрессора.

Ввиду того что сечения на всем воздушном пути, включая компрессор, являются не очень различными, а переходы делаются плавными, то изменение их мы можем не учитывать. Следовательно, для L_p можно ввести действительный воздушный путь в корпусе компрессора, причем необходимо учесть, что в рабочем колесе должна учитываться длина пути в относительном движении и в выходной спирали берется только половина окружности. В уравнении (10. 62) предполагалось, что колеблющийся воздух остается в среднем неподвижным относительно трубопровода. Уравнение (10. 62) в первую очередь применимо к случаю закрытой задвижки и при этом дает результаты, которые хорошо совпадают с экспериментальными данными. В начальном режиме возникновения помпажа, т. е. при частично открытой задвижке, воздух обладает еще средней скоростью, соответствующей имеющемуся расходу. Поэтому следует принять во внимание принцип Допплера. Длины всасывающего и нагнетательного трубопроводов компрессоров нельзя просто складывать как у водяных насосов. По-видимому, здесь речь идет о двух связанных колебательных системах, причем связь, в зависимости от условий, либо усиливает, либо приводит к затуханию колебаний.

Важно отметить вывод, что в рассматриваемом случае аккумулирующая способность при данном сечении нагнетательного трубопровода пропорциональна его длине. Включение дросселирующих сопротивлений для понижения интенсивности колебания давления при помпаже теперь уже не имеет никакого смысла, потому что количество воздуха, находящееся в корпусе компрессора, вполне

достаточно для возникновения колебания, даже с высокой частотой и большой амплитудой, причем не наблюдается никакого затухания колебаний в результате приближения к периоду возникновения («времени разбега») циркуляции, если только число оборотов не очень мало. Возникает даже опасность усиления колебаний в случае введения сопротивлений.

Показанный на фиг. 271 параболический характер предельных кривых помпажа справедлив только для низких чисел оборотов или для несжимаемой жидкости. У компрессоров с высоким числом оборотов испытания дают предельную кривую помпажа с изгибом в точке A, которая лежит тем выше, чем короче нагнетательный трубопровод (фиг. 273). Это можно объяснить тем, что с ростом числа оборотов, следовательно, с ростом степени сжатия воздуха, объемный расход в конце воздушного тракта или на последней ступени компрессора раньше снижается до предельного значения, чем на первой ступени.



Фиг. 273. Влияние границы срывных режимов на границу помпажа компрессора. В точке перегиба A место отрыва потока переходит с рабочего колеса на направляющий аппарат или с первой на последнюю ступень.

Ниже расчетного числа оборотов через выходной направляющий аппарат (или последнюю ступень у многоступенчатого компрессора), проходит слишком большой объем, так что срыв подачи возникает в начале воздушного тракта, т. е. у одноступенчатого компрессора — в рабочем колесе. Вблизи расчетного числа оборотов точка срыва подачи перескакивает в конец воздушного пути, т. е. в направляющий аппарат (или в последнюю ступень). В то время, как ниже изгиба A предельная кривая помпажа примерно имеет форму параболы, выше точки изгиба A, как можно видеть на упомянутой фигуре, она становится пологой и, следовательно, более неблагоприятной. Когда число оборотов превышает число оборотов, соответствующее точке A, компрессор начинает работать значительно менее удовлетворительно.

М е р о п р и я т и я п о п р е д о т в р а щ е н и ю п о м п а ж а. Напорная характеристика водяных насосов может быть стабильной на всем своем протяжении, следовательно, без участка с горизонтальной касательной, как это будет показано в следующем разделе. Как правило, это невозможно у компрессоров, у которых большей частью требуются высокие коэффициенты давления.

При наличии на напорной характеристике ветви неустойчивой работы вводится специальное антипомпажное регулирование. Как в случае подачи воды, так и воздуха, такое регулирование обычно осуществляется путем отбора либо перепуска части подаваемой

жидкости, для чего перед достижением предела помпажа открывается автоматически управляемый выпускной клапан на нагнетательном трубопроводе и отводится такое количество жидкости, чтобы не перейти предела помпажа (выпускаемый воздух можно направить либо в утилизационную турбину, присоединенную к концу вала, либо перепустить во всасывающий трубопровод таким образом, чтобы его энергия была использована для предварительного поджатия всасываемой жидкости или воздуха) [325]. Применение одних обратных клапанов для устранения помпажа, как показывает опыт, недостаточно; только при нулевой подаче колебания демпфируются обратными клапанами. Очень эффективно действует переход к парциальному заполнению, когда соответствующее количество каналов перекрывается скользящими заслонками или другими аналогичными устройствами. Во всех случаях рекомендуется применять регулирование числа оборотов.

Для компрессоров, кроме того, применяются еще следующие способы регулирования.

«Регулирование путем выключения». При этом всасывающий трубопровод полностью закрывается, одновременно напорный патрубок отсоединяется от магистрали и соединяется с наружной атмосферой. Кроме того, через машину пропускается небольшое количество охлаждающего воздуха, чтобы предотвратить недопустимое нагревание ротора.

«Смещение границы помпажа» либо посредством поворотных выходных направляющих лопаток [326] (см. фиг. 290), либо путем отключения одной стороны у компрессоров с двухсторонним всасыванием, например, путем закрывания задвижек, расположенных у всасывающего и нагнетательного патрубков (см. фиг. 310). И в этом случае необходимо обеспечить подачу охлаждающего воздуха в отключенную сторону.

В этой связи следует также указать на способы, рассмотренные в главе 11 «Регулирование». Колебания давления становятся особенно интенсивными при параллельной работе нескольких насосов [327], [328]. Следует также иметь в виду, что между импульсами, создаваемыми внутри насоса (например, при обтекании языка спирального кожуха), и собственными колебаниями упругого трубопровода может также возникнуть резонанс, в особенности на крупных установках [329].

б) Срыв подачи. Кроме рассмотренных колебательных явлений, некоторым формам рабочих и направляющих лопаток, например, лопаткам с короткими радиальными размерами (раздел 49) или лопатками осевых колес (раздел 87), а иногда также и нормальных радиальных колес свойственны особые явления, а именно срыв подачи при снижении расхода ниже определенного предела (предела срыва подачи). Это явление характеризуется тем, что высота напора и к. п. д. внезапно снижаются, но колебание подачи отсутствует, поскольку продолжение напорной характеристики стабильно в области срыва подачи. Если только напорная характеристика в этой области снижается к оси H_x, следовательно, становится неустойчивой, обнару-

живаются рассмотренные выше колебания подачи. Это явление срыва подачи может наблюдаться при подачах, лежащих как выше, так и ниже границы помпажа. Оба явления могут протекать, следовательно, параллельно.

Причина срыва подачи лежит не в наличий аккумулятора энергии в трубопроводе, а только в опрокидывании потока внутрь рабочего канала или направляющего аппарата. При снижении степени наполнения, следовательно, при переменном угле атаки, увеличивается вихревая область на всасывающей стороне рабочих или направляющих лопаток до тех пор, пока не наступает внезапный ее срыв [1]. Понятно, что этот процесс у коротких радиальных лопаток и осевых лопаток возникает скорее, чем у радиальных лопаток с большей радиальной протяженностью, потому что в них отсутствует воздействие центробежных сил, которые препятствуют описанному выше явлению.

Срыв подачи происходит у ненадежных по срыву форм лопаток тогда, когда направление относительного втекания жидкости в колесо отклоняется от направления безударного входа на определенный угол. Можно показать, что опасность срыва подачи исчезает, когда входной угол лопатки β_1 уменьшается ниже этого предельного угла. Кроме того, устойчивая ветвь напорной характеристики длиннее при втекании с закруткой по вращению, чем при ее отсутствии, а в последнем случае длиннее, чем при входе с закруткой против вращения. Можно срыв подачи задержать устанавливая на входе выравнивающие устройства (лучше всего в виде входного направляющего аппарата с небольшой закруткой по вращению) или уменьшая ширину колеса к выходу из рабочего колеса. Особенно важно не допускать большую кривизну стенок на входе в колесо.

У осевых насосов с повышенной опасностью срыва подачи рекомендуется применять по возможности плоские профили лопаток. Кроме того, установлено, что большое отношение радиусов r_a/r_i является благоприятным в той мере, в какой благодаря нему усиливаются рециркуляционные течения (вихри B, см. фиг. 257) при понижении подачи, которое препятствует срыву. Лопатки с разрезными профилями не дают существенного улучшения. Низкий к. п. д. некоторых вентиляторов, в особенности вентиляторов с большим отношением $\frac{b}{\Delta r}$, объясняется тем, что эти вентиляторы на всех режимах работают в области срыва подачи.

92. СПОСОБЫ ПОЛУЧЕНИЯ УСТОЙЧИВОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Параболическая форма характеристики получается только у центробежных насосов с одинарной кривизной лопаток и числом лопаток, которое не очень намного выше или ниже значений, получаемых по уравнению (4. 8) раздела 28. При слишком малом числе лопаток, следовательно, при недостаточно направленном потоке,

---

[1] В область всасывания. *Прим. ред.*

напорная характеристика непрерывно снижается от оси H_x, а при слишком большом числе лопаток к правильно образованной параболе примыкает участок с крутым падением напора. Последнее можно объяснить сужением сечения потока на входе лопаток, следовательно, образованием кавитационных пустот или достижением скорости звука. Ниже мы попытаемся вывести условия, которые приводят к устойчивому протеканию напорной характеристики.

Пологая характеристика согласно фигурам 243 и 244 получается в результате применения безлопаточного направляющего аппарата. Одинаковым образом действуют большие расстояния между рабочим колесом и направляющим аппаратом, т. е. большое отношение диаметров $\frac{D_4}{D_2}$.

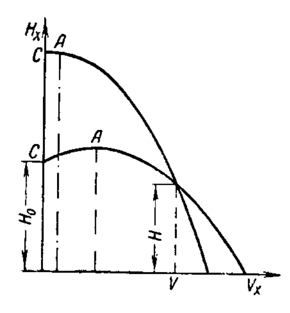
Вопрос о напорной характеристике может быть рассмотрен также и с другой точки зрения, а именно исходя из рассмотрения давления H_0 холостого хода, которое получается в точке пересечения характеристической кривой с осью H_x. Оно составляет

$$H_0 = H_{th0} - H_{s0} = \frac{u_2^2}{g}\left\{\frac{1}{1+p} - \frac{\varphi}{2}\left[\left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 + \left(\frac{D_2}{D_4}\right)^2\left(\frac{1}{1+p}\right)^2\right]\right\}. \quad (10.63)$$

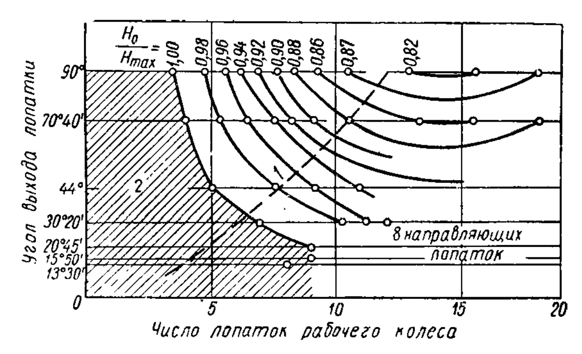
Из этого выражения видно, что начальное давление растет по сравнению с расчетным давлением H с увеличением $\frac{u_2^2}{2gH}$, т. е. с ростом обратного значения коэффициента давления ψ, следовательно, (согласно уравнениям (3. 63) или (3. 64) раздела 25) с увеличением степени реакции и соответственно с ростом отношения $\frac{c_{2m}}{u_2}$. с уменьшением выходного угла β_2 или числа лопаток. Согласно выводам, приведенным в конце раздела 88, в этом случае получается пологое протекание кривой N_x в области нормальной нагрузки. Высокое давление холостого хода, очевидно, создает приближение точки максимального давления к оси ординат и тем самым укорачивает неустойчивый участок характеристики (фиг. 274).

Влияние выходного угла β_2 и числа лопаток на устойчивость напорной характеристики было определено экспериментальным путем Ханзеном и характеризуется кривыми на фиг. 275, где в качестве параметра взято отношение H_0/H_{max}. Эти результаты были получены при испытании центробежного насоса с отношением радиусов $r_2/r_1 = 2{,}5$, о котором упоминалось в разделе 22. Необходимо, однако, принять во внимание, что здесь рассмотрен относительно небольшой насос с гидравлическим к. п. д. ниже среднего и, следовательно, с укороченной неустойчивой областью (фиг. 276).

В соответствии с уравнением (10. 63) давление холостого хода еще более повышается и, следовательно, также укорачивается неустойчивый участок кривой при малых значениях коэффициента смягчения входного удара φ, т. е. при уменьшении входного удара. В этом же направлении действуют, очевидно, поворотные направляющие лопатки. Уменьшение удара при входе в направляющий аппарат при малых подачах может также быть получено за счет сужения его

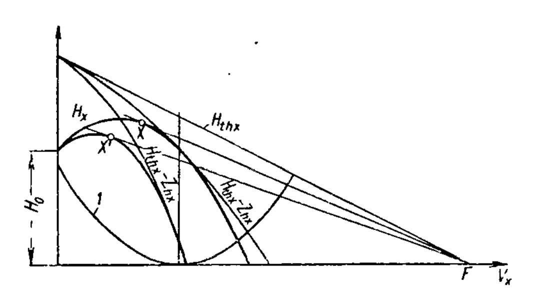


Фиг. 274. Влияние коэффициента напора $\psi = \frac{2gH}{u^2}$ на форму напорной характеристики. Крутая кривая соответствует коэффициенту напора; $\psi = 0,6$. пологая кривая — коэффициенту напора $\psi = 1,25$.



Фиг. 275. Линии постоянного отношения напора нулевой подачи H_0 к максимальному напору H_{max} для небольших насосов с направляющим аппаратом при отношении радиусов $r_2/r_1 = 2,5$ на диаграмме $z\beta_2$:

1 — линия обычно применяемого числа лопаток; *2* — устойчивая область.



Фиг. 276. Рост внутренних гидравлических сопротивлений насоса увеличивает устойчивость напорной характеристики:

1 — ударная парабола.

входного сечения, конечно, за счет ухудшения к. п. д. при нормальной нагрузке.

Чтобы исчерпывающим образом описать все возможности получения устойчивой характеристики, необходимо еще учесть некоторые опытные данные, а именно подъем характеристики к оси H_x у колес с лопатками как двоякой, так одинарной кривизны, удлиненными в область всасывающего патрубка, т. е. влияние положения входной кромки (см. раздел 86), и наконец, полную устойчивость напорной характеристики быстроходных машин. Суммируя все сказанное выше, можно, следовательно, указать следующие возможности получения устойчивой характеристики [330]:

1) особо низкое число рабочих лопаток z (т. е. низкое значение k в уравнениях (4. 7) и (4. 8) раздела 28);

2) небольшие выходные углы β_2 и большие значения скорости c_{2m};

3) удлинение лопаток как одинарной, так и двоякой кривизны в сторону всасывающего патрубка;

4) высокое удельное число оборотов n_q (обобщение пункта 2);

5) безлопаточный направляющий аппарат вместо лопаточного;

6) прямолинейный или пологий входной участок [331] направляющих лопаток или жесткое ограничение входной площади каналов лопаточного направляющего аппарата, т. е. коэффициента μ в уравнении (9. 5) раздела 71.

В исключительных случаях можно применить:

7) поворотные направляющие лопатки на входе и выходе рабочего колеса;

8) перекрытие отдельных рабочих каналов;

9) пониженный гидравлический к. п. д.

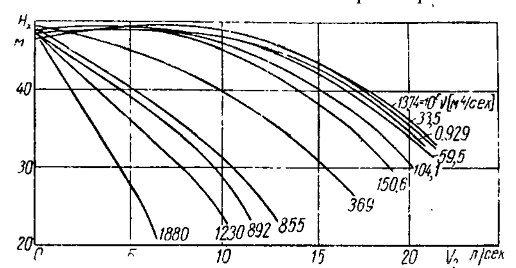
Предусмотрительный конструктор всегда использует несколько из упомянутых возможностей, причем особое значение придается мероприятиям 2, 3 и 4.

93. ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА РЕЙНОЛЬДСА И В ОСОБЕННОСТИ ВЯЗКОСТИ НА ПРОТЕКАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Вязкость непосредственно отражается на величине числа Рейнольдса $\mathrm{Re} = \frac{D_2 h}{\nu}$; поэтому в настоящем разделе рассматриваются не только влияние изменения перемещаемой жидкости, но одновременно также числа оборотов n и масштабы выполнения $\lambda = \frac{D}{D_v}$ и, следовательно, этот раздел представляет дополнение разделов 32 и 85.

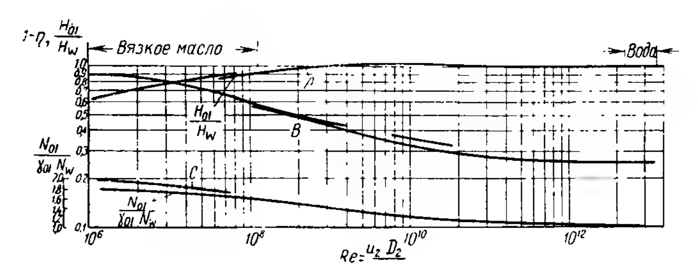
С ростом вязкости, следовательно, с уменьшением числа Рейнольдса, возрастают потери на трение и потери на преобразование скорости в давление Z_h. Работа лопаток H_{thx}, а также потеря на удар, представляющая собой чистое сопротивление формы, при данном расходе не зависят от числа Рейнольдса в широком диапазоне его изменения, так что давление H_0 холостого хода часто остается неизменным. Как показано на фиг. 276 и подтверждено экспериментально [332], [333], неустойчивый участок характеристики укорачивается с ростом потерь Z_{hx}, в связи с чем, например, насосы

для питания котлов при перекачивании холодной воды работают более устойчиво, чем при работе на горячей воде. Аналогичное явление наблюдается и на малых экспериментальных моделях при их сравнении с конструкцией, выполненной в натуру. Точки оптимального гидравлического к. п. д., т. е. точки касания X, X' касательной, проведенной из точки F к характеристической кривой



Фиг. 277. Напорные характеристики для насоса с односторонним всасыванием при работе с жидкостями различных вязкостей. Параметром служит $10^6\nu$ (по данным Иппена).

(согласно разделу 85), сильно смещаются влево. Это имеет место также и для общего к. п. д. η, но последний уменьшается еще в большей степени, чем гидравлический к. п. д., так как трение колеса N_r,



Фиг. 278. Сводные результаты опытов Иппена по напорности насоса на режиме оптимального к. п. д., в зависимости от числа Рейнольдса. Линия A — отношение напора H (масло) к H (воды). Линия B — потери $1-\eta$. Линия C — отношение потребных мощностей в случае перекачивания масла и воды.

как чистое поверхностное трение, растет быстрее с уменьшением числа Рейнольдса, чем все остальные потери. Такое же изменение характеристики, как показано на фиг. 276, следует ожидать также при очень низком числе оборотов или очень малом масштабе выполнения.

На фиг. 277 приведены напорные характеристики одного и того же насоса [334] при подаче жидкостей различной вязкости; там же значения кинематической вязкости подаваемых жидкостей (массы)

и числа Рейнольдса, отнесенные к диаметру рабочего колеса. Как можно видеть, для этого насоса обычной конструкции с односторонним всасыванием подтверждается показанная выше закономерность постоянства высоты напора на режиме холостого хода; совпадение было менее удовлетворительным у насоса с двухсторонним всасыванием, у которого высота напора холостого хода снижалась с увеличением вязкости. На фиг. 278 даны кривые изменения высоты напора и потерь в оптимальной точке в зависимости от числа Рейнольдса. Результаты этих исследований важны также для случая подачи газа в сочетании с низкими давлениями, следовательно, для вакуумных насосов.

Испытания нагнетателей для наддува двигателей подтвердили результаты, приведенные на фиг. 277 и 278. При изменении агрегатного состояния перемещаемой среды необходимо, однако, учесть, что кинематическая вязкость газов с ростом температуры изменяется в обратном направлении по сравнению с вязкостью жидкости, поскольку повышение температуры при малых подачах или низком к. п. д. играет заметную роль.

94. ОСОБЫЕ ВИДЫ ХАРАКТЕРИСТИК

а) **Характеристики в безразмерных координатах.** В этом случае очень многообразны возможности изображения характеристик. Например, применяют:

вместо расхода V_x — степень наполнения V_x/V, а также коэффициент входной скорости или коэффициент подачи

$$\varphi = \frac{c_{0m}}{u_{1a}} = \frac{V_x}{F_0 u_{1a}},$$

где $u_{1a} = \frac{\pi D_s n}{60}$; $F_0 - \frac{\pi}{4}(D_s^2 - d_n^2)$ (см. раздел 32).

вместо высоты напора H_x — коэффициент давления $\psi_x = \frac{2gH_x}{u_2^2}$ [1] (см. раздел 25).

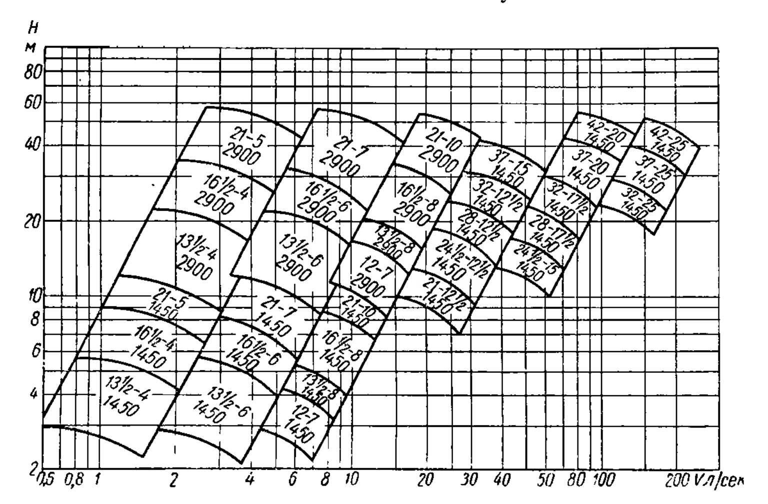
Вместо мощности на валу N_x — «коэффициент мощности» $\nu = \frac{2gN_x}{\gamma F_0 u_{1a}^3}$; он является безразмерным в этом виде только тогда, когда мощность на валу N_x выражается в *кгм/сек*.

В диапазоне применимости закона подобия получается только одна кривая для всех напорных характеристик и кривых мощности; кроме того, получаются близко расположенные линии к. п. д., которые могут отличаться друг от друга только вследствие различия чисел Рейнольдса (или из-за условий кавитации и близости к скорости звука), так что разница большей частью может даже не учитываться. Особенно часто такие характеристики применяются для вентиляторов и воздуходувок.

---

[1] В отечественной литературе в качестве коэффициента напора обычно рассматривается величина $\psi = \frac{H}{u^2/g}$. *Прим. ред.*

б) Логарифмический масштаб. Если вместо самих величин нанести их логарифмы (для чего можно использовать специальную бумагу с отпечатанной логарифмической сеткой), то нулевые значения уходят в бесконечность. Этот недостаток, однако, несущественен, так как соответствующие точки не имеют большого значения. Параболы одинаковых условий входа становятся тогда параллельными прямыми под углом arctg 2 и не только напорные характеристики, но также кривые мощностей на валу и к. п. д. становятся

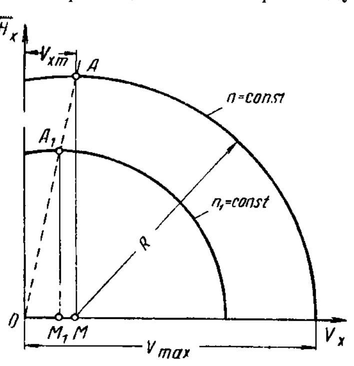


Фиг. 279. Напорные характеристики в логарифмических координатах. Области применения различных типоразмеров одного ряда (Зульцер). Цифрами указаны номера типов машин.

конгруентными, если не принимать во внимание небольших изменений к. п. д. вдоль линии одинаковых условий входа. Направление смещения характеристик получается при этом параллельным прямым одинаковых условий входа, линии мощности на валу умещаются под углом arctg 3 и линии к. п. д. — параллельно оси $\log V_x$. Конгруентность получается более полной, чем у характеристических кривых в размерном масштабе, так как точки одинаковых условий входа сохраняют свое положение на кривой при ее смещении (фиг. 279).

Таким образом следует предпочесть [336] этот способ графического изображения характеристик по сравнению с упомянутым в пункте «а», тем более, что он также применим для любой системы мер и для любых размеров машин, причем смещаются только нулевые точки. Это преимущество приобретает особое значение тогда, когда речь идет об определении порядка величин различных моделей [337] одного и того же типа машин, т. е. о создании типового ряда машин.

в) Линии одинаковой быстроходности в виде семейства лучей. Этот способ пригоден также для характеристики ряда типовых машин. Дейша [338], исходя из выражения для удельного числа оборотов, наносит по оси абсцисс значения $\sqrt{V_x}$, а по оси ординат значения $\sqrt[4]{H^3}$; благодаря этому наклон прямой к оси ординат характеризует быстроходность при постоянном числе оборотов (например, 1450 об/мин). Упомянутый автор разделяет общий диапазон рассматриваемых удельных чисел оборотов, т. е. сектор между двумя граничными лучами, с помощью промежуточных лучей на такое количество секторов, сколько предусмотрено типов машин. Отсюда получается очень наглядное представление о рассматриваемых типовых сериях.



Фиг. 280. Напорные характеристики в виде дуг круга.

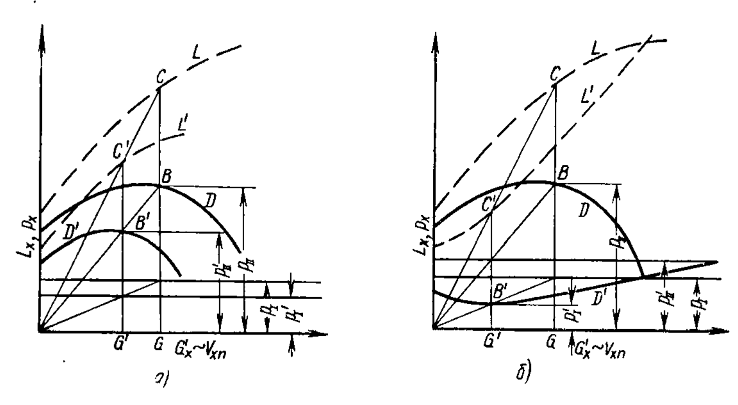
г) Линии одинаковых условий входа в виде семейства лучей. Если по ординате нанести значения $\sqrt{H_x}$ вместо H_x, то парабола, изображающая напорную характеристику, превращается в эллипс с главной осью по оси V_x. При соответствующем выборе масштаба этот эллипс можно привести к окружности с центром M на оси V_x (фиг. 280). Тогда параболы одинаковых условий входа превратятся в прямые, проходящие через начало координат, и расстояние от соответствующих точек на этих прямых до центра окружности прямо пропорционально числу оборотов. Следовательно, число оборотов можно измерять по этим прямым с помощью линейного масштаба.

д) Особые характеристики для компрессоров. В этом случае часто вместо адиабатической высоты напора H наносят значения полученного отношения давлений $\frac{p_{II}}{p_I}$, или разности давлений $p_{II} - p_I$, или значения изотермической высоты напора H_{is} (для охлаждаемых компрессоров); при соответствующем выборе масштаба изотермическая высота напора изменяется так же, как $\ln\left(\frac{p_{II}}{p_I}\right)$.

При низких отношениях давлений $\frac{p_{II}}{p_I}$, как это имеет место у вентиляторов, это различие сводится только к вопросу масштаба, если только состояние воздуха иа всасывании сохраняется постоянным. При высокой степени сжатия, однако, разница по сравнению с диаграммой V_xH_x становится существенной. Насколько велико влияние сжимаемости газов, будет показано в главе 14, в особенности в разделе 107.

Различие изображений характеристик становится особенно отчетливым, когда рассматривается перемещенное давление всасывания.

В то время как линия $V_x H_x$ не зависит от начального давления (поскольку остается постоянной температура всасывания, что мы в дальнейшем предполагаем) при использовании в качестве ординаты выходного давления p_{II}, напорная характеристика, изображенная на фиг. 281, *а*, изменяется. Напорная характеристика смещается здесь от D к D', когда давление всасывания снижается с p_I до p'_I, а всасываемый поток V_{xn}, нанесенный по оси абсцисс, отнесен к определенному нормальному состоянию газа, благодаря чему



Фиг. 281. Перестройка линии D конечного давления сжатия и линии L мощности на валу для другого давления всасывания p'_I. Справа — определение линии D' давления на всасывании p'_I и линии L'_I мощности на валу при работе в качестве вакуумного насоса.

весовой расход газа G_x становится пропорциональным давлению на всасывании. Описанное выше построение характеристик становится понятным, если принять во внимание, что отношение давлений сохраняется согласно уравнению (1. 12а), когда H_x остается постоянным. Аналогичный способ позволяет тогда, как видно, перестроить старую линию L внутренней мощности на валу в виде новой линии L', потому что внутренняя мощность пропорциональна удельному весу γ, соответствующему начальному состоянию, т. е. начальному давлению при постоянной начальной температуре. На фиг. 281, *а* рабочие точки B и B' напорной характеристики или C и C' кривой мощности относятся к постоянным условиям входа воздуха в компрессор, следовательно, соответствует одинаковому внутреннему к. п. д., если пренебречь влиянием числа Рейнольдса.

С помощью аналогичного приема можно оценить также и работу любого компрессора как вакуум-насоса (см. фиг. 281, *б*). В этом случае выходное давление p'_{II} протекает по прямой, параллельной оси абсцисс (или по линии с малым наклоном), а искомая характеристика имеет вид изогнутой вниз линии D' давления p'_I всасывания. В то

время, как при работе с повышенным давлением компрессор подает весовой расход G, сжимая газ от давления p_{I} до давления p_{II}, при работе в качестве эксгаустера он отсасывает весовое количество газа G' и поднимает его давление от давления всасывания с p_{I}' до давления p_{II}' без изменения условий входа. У кривой мощности L' на валу вакуум-насоса, которая изображена на фиг. 281, *б* и была определена тем же способом, можно обнаружить сильный подъем с ростом вакуума, так что следует учитывать опасность перегрузки приводного мотора.

ГЛАВА XI

РЕГУЛИРОВАНИЕ

Методы регулирования можно разделить на две группы: с воздействием на сам насос или без этого воздействия. Это воздействие может состоять в перестановке его лопаток или в изменении числа оборотов.

95. РЕГУЛИРОВАНИЕ ПРИ ПОСТОЯННОМ ЧИСЛЕ ОБОРОТОВ И НЕИЗМЕННЫХ ЛОПАТКАХ

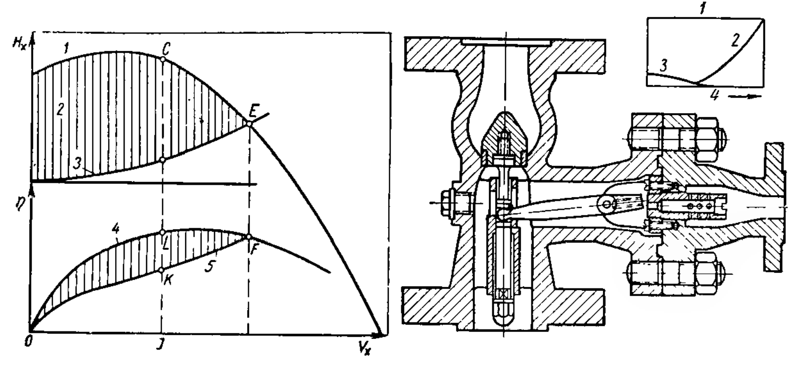
Рассматриваемые здесь способы позволяют только снизить подачу по сравнению с подачей насоса при отсутствии регулирования.

а) **Дросселирование в трубопроводе.** Простейший способ регулирования состоит в дросселировании. Это осуществляется в нагнетательном трубопроводе у жидкостных насосов, потому что дросселирование во всасывающем трубопроводе связано с опасностью кавитации. Эти соображення отпадают при подаче газа. Здесь следует предпочесть дросселирование во всасывающем трубопроводе, потому что увеличение удельного объема всасываемого потока, связанное с падением давления, уменьшает расход энергии, а граница помпажа смещается в область меньших подач (см. фиг. 285).

С дросселированием связан повышенный расход энергии, что на фиг. 282 наглядно показано с помощью заштрихованных участков. К. п. д. ухудшается пропорционально отношению недросселируемой высоты напора к устанавливаемой с помощью дросселя. Потеря, очевидно, тем более, чем круче характеристика, так что в этих случаях лучше применять тихоходные машины. Для пропеллерных и винтовых насосов, как правило, не допускается регулирование путем дросселирования, так как расход энергии при частичной нагрузке часто больше, чем при нормальной нагрузке.

Во время работы при закрытой задвижке возникает опасность недопустимого нагрева жидкости, потому что незначительный объем ее, находящийся в насосе, должен поглотить мощность холостого хода. Вследствие этого иногда предусматривают автоматический вентиль на нагнетательном патрубке у установок с большой высотой напора (например, у насосов для питания котлов, которые особенно чувствительны вследствие высокой температуры воды); этот автоматический вентиль управляется обратным клапаном. При низком

положении обратного клапана этот вентиль создает дополнительный перепуск и тем самым ограничивает возможность снижения расхода [339] (фиг. 283). Если на одну сеть работает несколько насосов, то целесообразно их регулировать последовательно, когда кривая



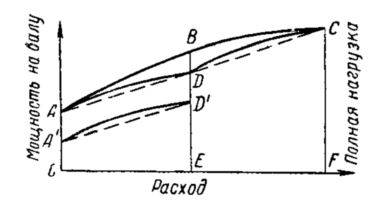
Фиг. 282. Регулирование путем дросселирования:

1 — напорная характеристика; 2 — потери на дросселирование; 3 — характеристика трубопровода; 4 — к. п. д., отнесенный к напорной характеристике; 5 — используемые значения к. п. д.

Фиг. 283. Обратный клапан с перепуском:

1 — проходные сечения; 2 — копус (обратный клапан); 3 — стравливающий жиклер; 4 — ход копуса.

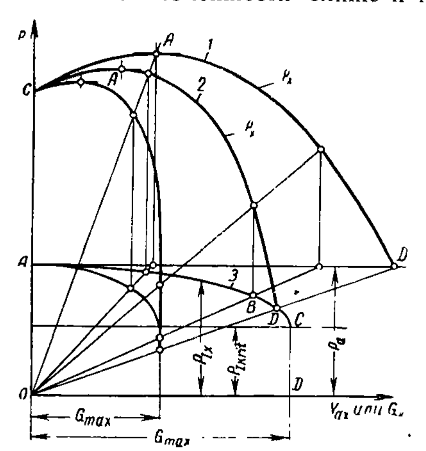
мощности на валу (например, при лопатках, загнутых назад) загибается вниз. На фиг. 284 наглядно показан процесс регулирования двух насосов. При одновременном дросселировании обоих насосов расход мощности изменяется по линии CBA, при регулировании только одного насоса — по линии CD, причем $\overline{DF} = \frac{1}{2}(\overline{OA} + \overline{EC})$. Экономия при половинной нагрузке составляет, следовательно, BD и, когда один насос останавливается, равняется $\overline{BD'}$, причем $\overline{DD'} = AA' = {}^1/_2\overline{OA}$.



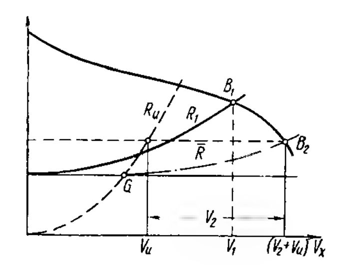
Фиг. 284. Дроссельное регулирование группы из двух насосов.

Характер работы компрессоров при дросселировании во всасывающем трубопроводе можно легко определить графическим способом, наглядно показанным на фиг. 281, *а*. При этом ординатой выбирают давление p_{II} на выходе. Четверть эллипса ABC, изображенная на фиг. 285, с продолжением по вертикали CD дает хорошее приближение к кривой изменения давления p_{Iz} после дросселя, т. е. перед компрессором, в зависимости от весового расхода, этот график можно легко построить после того, когда было определено критическое давление $p_{I\,крит}$ и выбрано дросселирующее отверстие f_x.

Можно видеть, что неустойчивая ветвь характеристики укоротилась вследствие дросселирования во всасывающем трубопроводе и напорная характеристика падает вертикально, когда снижается давление всасывания до $p_{I\,крит}$. Целесообразно дроссельную задвижку установить по возможности ближе к компрессору, чтобы тем самым не сделать неэффективным укорочение неустойчивой ветви характеристики вследствие создания аккумулятора энергии на всасывающей стороне. С помощью способа, иллюстрированного фиг. 281, можно также построить линии мощности на валу.



Фиг. 285. Графическое определение кривой pG_x компрессора при дросселировании во всасывающем трубопроводе, $(p_I)_{крит} = \varepsilon p_a$, $G_{max} = \psi_{max} f_x \sqrt{\frac{P_a}{v_a}}$, при f_x — сечение дросселя в $м^2$; $p_a = 10^4\,p_a$. Индекс a относится к наружной атмосфере при $\chi = 1{,}4$ $\varepsilon = 0{,}530$; $\psi_{max} = 2{,}145\ \varphi$; при $\chi = 1{,}3$ $\varepsilon = 0{,}546$; $\psi_{max} = 0{,}10\ \varphi$; при $\chi = 1{,}35$; $\varepsilon = 0{,}577$; $\psi_{max} = 1{,}995\ \varphi$. Коэффициент скорости $\varphi < 1$ учитывает трение и сужение и его следует выбирать между 0,95 и 0,6, в зависимости от формы сечения дросселя:
1 — дроссель открыт; *2* — дроссель прикрыт; *3* — четвертая часть эллипса.



Фиг. 286. Регулирование методом перепуска (шунтовое).

б) Открытие вспомогательного перепуска, регулирование с помощью перепуска или частичного сброса подачи. Этот способ регулирования особенно часто применяется с целью избежать явлений неустойчивой работы насосов и уже рассматривался в разделе 91. Он применяется также в случае, когда длительное время требуется относительно очень низкая степень подачи или даже холостой ход [340] (конденсатные насосы и насосы для питания котлов). В последнем случае отвод служит одновременно для охлаждения насоса. Если отведенный поток возвращается обратно во всасывающий трубопровод, то необходимо обратить внимание на опасность сильного перегрева. Регулирование с помощью перепуска в особенности часто применяется у насосов с высокой быстроходностью, например, у пропеллерных насосов, когда кривая мощности снижается с ростом расхода.

На фиг. 286 приведены характеристики нагнетательного трубопровода R_I и характеристика перепускного трубопровода R_u, которая

в основном определяется сопротивлением дроссельного отверстия. Складывая абсциссы этих двух кривых, получаем характеристику трубопровода CB_2 с рабочей точкой B_2 в режиме перепуска. Из суммарного расхода $V_u + V_2$ часть V_u протекает через перепускную трубу и часть V_2 через нагнетательный трубопровод, так что в результате открытия перепускного трубопровода наступает снижение полезной подачи с V_1 до V_2.

Энергия шунтируемого потока может быть использована во вспомогательной турбине, присоединенной к валу насоса (рекуперационной турбине), или посредством эжекторного введения потока во всасывающий трубопровод с целью повышения давления на всасывающей стороне.

в) **Введение незначительного количества воздуха во всасывающий трубопровод жидкостных насосов.** Этот способ, хотя является более экономичным, чем дросселирование, но позволяет только ограниченно уменьшать расход из-за опасности обрыва водяного столба во всасывающем трубопроводе.

г) **Отключение параллельно соединенных ступеней или переход с параллельной схемы на последовательную.** Этот способ иногда применяется для воздуходувок, а также для поршневых пожарных насосов.

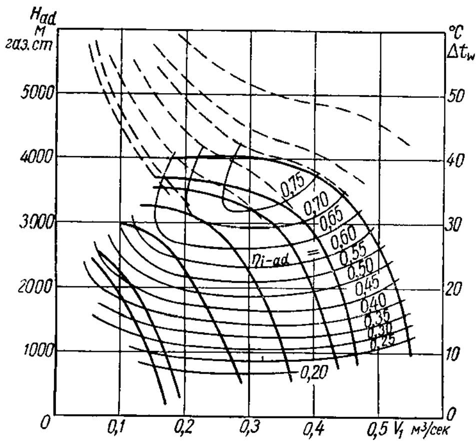
д) **Обход отдельных ступеней или выключение предвключенной или дополнительной высоконапорной ступени** часто дает приемлемые характеристики регулирования воздуходувных машин.

96. РЕГУЛИРОВАНИЕ ПУТЕМ ПЕРЕСТАНОВКИ НАПРАВЛЯЮЩЕГО АППАРАТА

Перестановка лопаток направляющего аппарата на всасывающей стороне (регуляторы закрутки на входе). Путем поворачивания или другого изменения положения входных направляющих лопаток, следовательно, путем изменения момента количества движения на входе можно, согласно изложенному в разделе 78, изменять в широких пределах как расход, так и высоту напора. Но так как выходной направляющий аппарат остается неизменным, то эффективность этого способа снижается и этот способ применяется для компрессоров, но не пригоден для водяных насосов, так как влияет на высоту всасывания.

На фиг. 287 показаны характеристики одного радиального нагнетателя для наддува при регулировании путем изменения положения входных направляющих лопаток, расположенных непосредственно перед рабочими лопатками. Жирные линии относятся к неизменному положению регулируемых лопаток, причем абсциссы относятся к объему перед регулирующим органом, так что становится безразличным положение второго участка дросселирования (необходимого для снятия напорной характеристики). Эксперименты были ограничены применением угла втекания $\alpha_I \leqslant 90°$, следовательно, случаем закрутки по вращению, и таким образом, верхняя напорная характеристика соответствует случаю $\alpha_I = 90°$. Эффективность регу-

лирования поворотными лопатками особенно значительна при частичной нагрузке, но при полном открывании регулируемых лопаток возникают дополнительные потери, что представляет некоторое ухудшение по сравнению с регулированием путем дросселирования. Пунктирные линии, показанные на фиг. 287, представляют изменение температуры Δt_w в нагнетателе или в другом масштабе значения удельной внутренней работы H_i; эти кривые, очевидно, имеют аналогичную форму как и кривые удельной работы лопаток H_{thL}, которые были определены в разделе 80.

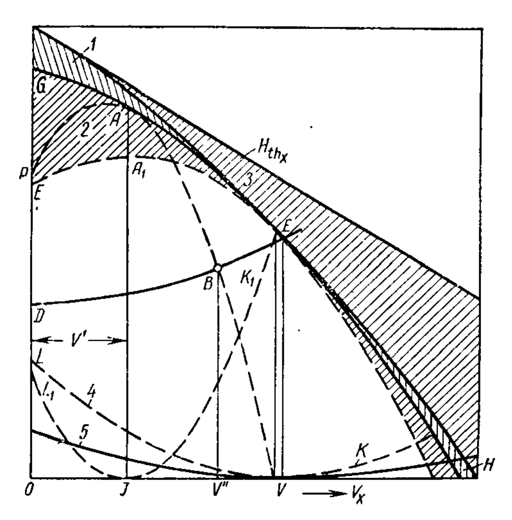


Фиг. 287. Регулирование путем поворота входных направляющих лопаток у воздуходувки для наддува с радиальными лопатками центробежного рабочего колеса $\beta_2=90°$. Число оборотов $n=29\ 000$ в минуту.

Теоретически предполагаемый сильный рост высоты напора при входной закрутке против вращения достигается только отчасти вследствие увеличения трения в каналах и упомянутого выше удара при входе потока в обратный направляющий аппарат, в то время как снижение высоты напора при закрутке по потоку в достаточно широких пределах не оказывает заметного влияния на к. п. д., тем более, что оптимальный к. п. д. достигается при небольшой закрутке по вращению. Этим путем достигается существенная экономия по сравнению с регулированием путем дросселирования.

б) Поворот лопаток выходного направляющего аппарата. Часто думают, что входной удар у выходного направляющего аппарата устраняется при частичной нагрузке, если применить поворотные направляющие лопатки типа лопаток Финка [345] (еще Рейнольдс в 1875 г. спроектировал насос, в котором использовал поворотные направляющие лопатки [345 I]). На самом деле этого нет. Если исходить из того, что работа на лопатках рабочего колеса не зависит от установки выходных направляющих лопаток, т. е. линия H_{thx} остается неизменной (фиг. 288), то, хотя характеристическая кривая

поднимается на величину сэкономленных потерь на удар в направляющем колесе (линия L) до кривой $GAEH$ (например, $JJ_1 = AA_1$), увеличение высоты напора не может быть использовано, так как решающее значение имеет характеристика трубопровода (см. расположенную ниже кривую DE). Этот избыток напора все равно должен быть уничтожен усиленным дросселированием, следовательно, либо с помощью дроссельной задвижки, либо дополнительной



Фиг. 288. Изменение напорной характеристики при повороте выходных направляющих лопаток:

1 — потери на удар в рабочем колесе; *2* — потери на удар в направляющем аппарате; *3* — трение в канале; *4* — удар в направляющем аппарате; *5* — удар в рабочем колесе.

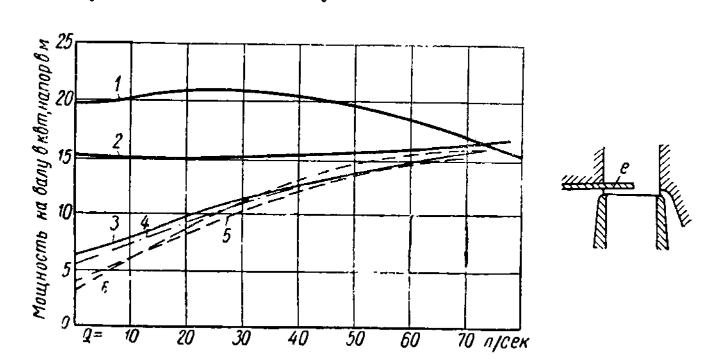
перестановки поворотных лопаток. В последнем случае поворотные лопатки действуют как дроссель [1]. Если сохранить определенную установку направляющих лопаток, которая создает безударный вход в направляющий аппарат при расходе $V' = OJ$ и получается парабола L_1JK_1 удара в направляющем аппарате согласно уравнению (10. 48) раздела 81, то после вычитания этих потерь на удар получаем напорную характеристику PAB. Рабочая точка вновь находится в точке пересечения B с характеристикой трубопровода DE. Как

[1] Приведенные рассуждения автора неверны, или по меньшей мере неточны. Действительно, если рассматривать поворотный направляющий аппарат на выходе как дроссель, служащий для снижения расхода в данную сеть, то их применение действительно неоправданно.

Если имеет место изменение самой сети (например, отключение части потребителей), то применение поворотных лопаток выходного направляющего аппарата позволяет повысить располагаемое давление и расход, что безусловно является в большинстве случаев рациональным. *Прим. ред.*

видно, расход V'' значительно больше, чем V' при безударном входе в направляющий аппарат. Характеристическая кривая безударного входа направляющего аппарата GEH представляет огибающую всех напорных характеристик PAB. Только в тех случаях, когда поворот лопаток выходного направляющего аппарата сочетается с регулированием путем изменения числа оборотов, появляется возможность при любой потребной подаче устанавливать лопатки в положение безударного входа, без использования их дросселирующего эффекта.

Этот случай является наилучшим из всех возможных.

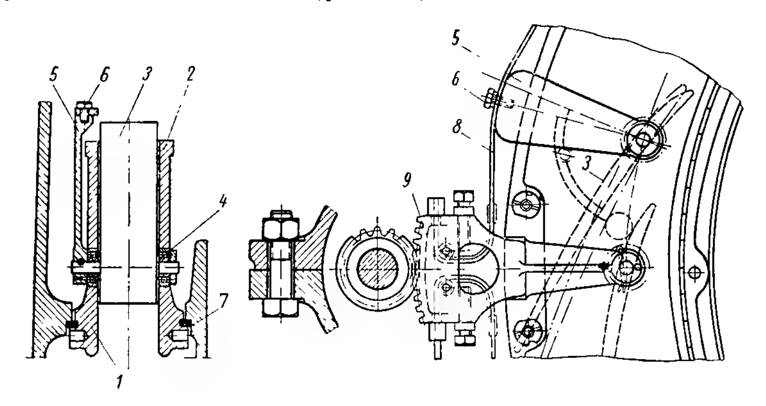


Фиг. 289. Влияние характера регулирования на характеристику мощности на валу:

1 — кривая напора при нормальной ширине направляющего аппарата; 2 — характеристика сети; 3 — дросселирование при неподвижных направляющих лопатках; 4 — то же при снятых направляющих лопатках; 5 — поворот направляющих лопаток; 6 — перемещение цилиндрической задвижки e в зазоре. Число оборотов вала 900 в минуту.

Незначительный выигрыш достигается в результате поворачивания направляющих лопаток также при неизменном числе оборотов, что связано только с уменьшением потерь мощности на обмен импульсами потока в колесе и вихревых зон за ним (фиг. 289). Практическое использование поворотных лопаток на выходе рабочего колеса затрудняется еще невыгодными условиями их работы. В то время как вода поступает в поворотные лопатки входного направляющего аппарата турбины Френсиса с наименьшей скоростью и при равномерном течении, так что лопатки подвергаются в основном статической нагрузке, на входе в лопатки выходного направляющего аппарата создаются наибольшие скорости и притом пульсирующего потока, что обусловлено условиями обтекания рабочих лопаток. Вследствие этого поворотные лопатки легко подвергаются колебаниям, чему способствуют также неизбежные зазоры в сочленениях механизма регулирования и заостренные входные кромки лопаток; все это приводит к преждевременному износу шарниров, а также к неспокойному ходу машины. По этой причине поворотные лопатки у жидкостных насосов приобретают только значение быстродействующего затвора [347], что особенно применяется у насосов для питания (см. фиг. 308). Но в настоящее время для этой цели

предпочитают применять переставное дросселирующее кольцо на выходе из рабочего колеса. У турбокомпрессоров поворот лопаток выходного направляющего аппарата используется для смещения границы области помпажа (фиг. 290).



Фиг. 290. Поворотные выходные направляющие лопатки компрессора (BBC):

1 и 2 — боковые стенки; 3 — поворотные лопатки; 4 — подшипник; 5 — рычаг привода лопаток; 6 — зажимы для троса; 7 — уплотнение; 8 — приводной трос; 9 — рычаг для наружного привода.

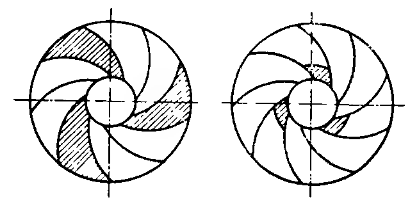
в) Регулирование переставным дросселирующим кольцом на выходе из рабочего колеса. Этот простой дроссельный орган (см. фиг. 290) позволяет снизить до минимума расход энергии при нулевой подаче, что следует объяснить снижением потерь на обмен импульсами [349]. Но подобный шибер работает неудовлетворительно при средней нагрузке по сравнению с другими регулирующими устройствами. Рючи применяет его в сочетании с многопоточной схемой насосов.

97. РЕГУЛИРОВАНИЕ ПУТЕМ ИЗМЕНЕНИЯ КАНАЛОВ РАБОЧЕГО КОЛЕСА

а) Перестановка рабочих лопаток. Этот способ может состоять либо в поворачивании, либо смещении [351] или изменении формы рабочих лопаток. Этот способ особенно эффективен [353], [354], потому что непосредственно изменяется работа колеса. В известных пределах он даже более выгоден, чем регулирование числа оборотов [355]. Этот способ предъявляет высокие требования к конструктивному выполнению и усложняет конструкцию. Поэтому этот способ применяется только в особых случаях, например, у пропеллерных насосов по предложению Каплана или у чисто радиальных колес (привод системы Лисхольм-Смит) [356]. В обоих случаях поворачиваются рабочие лопатки.

б) Закрытие части рабочих каналов. Если некоторые рабочие каналы перекрываются указанным на фиг. 291 способом, то полу-

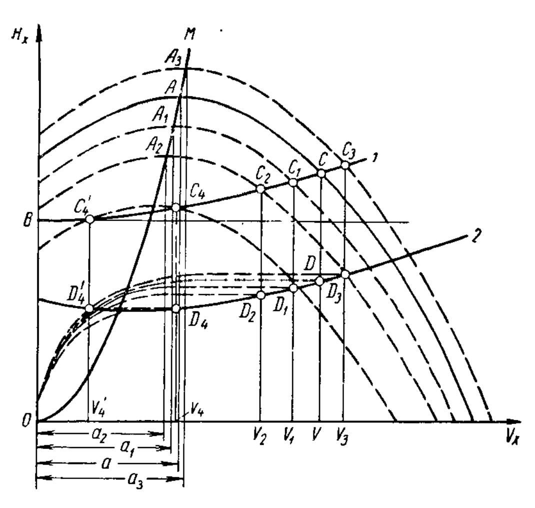
чается значительная экономия по сравнению с регулированием путем дросселирования. Перекрывание только на входе, естественно больше ухудшает к. п. д., чем полное перекрытие, но связано с меньшим снижением высоты напора. Разница между обоими случаями наглядно показана на фиг. 244.



Фиг. 291. Регулирование путем закрывания нескольких каналов между рабочими лопатками.

98. РЕГУЛИРОВАНИЕ ПУТЕМ ИЗМЕНЕНИЯ ЧИСЛА ОБОРОТОВ

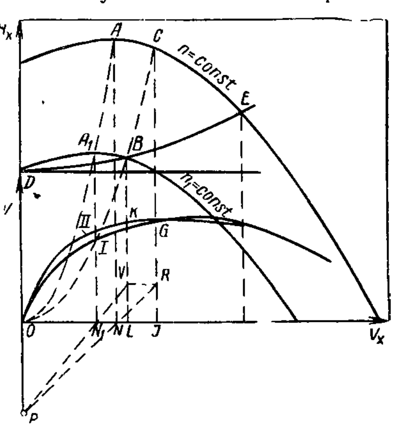
Если можно увеличить число оборотов, когда растет расход, или уменьшить при снижении расхода, то насос может всегда работать на оптимальном режиме, потому что отклонение рабочей точки от параболы оптимального к. п. д. ограничено до минимума. Чтобы получить представление о производительности насоса при различных числах оборотов, рекомендуется построить кривую (n, V_x) при данной характеристике трубопровода. Для простейшего случая постоянной высоты напора, следовательно, при очень коротком и достаточно широком трубопроводе кривая (n, V_x) была определена как часть гиперболы в разделе 83. Для общего случая форма BC характеристики трубопровода определяется лучше всего по следующему простому способу, причем предполагается, что напорная характеристика насоса была определена для одного значения числа оборотов (фиг. 292). Мы исходим из закона, выведенного в разделе 84, конгруентности напорных характеристик и строим известные характеристические кривые на кальке или вырезаем их из твердого картона. Если характеристические кривые перемещать параллельно самим себе так, что их наивысшая точка A (фиг. 292) перемещается



Фиг. 292. Определение характеристики nV_x (при регулировании числом оборотов) при заданной характеристике сети:

1 — характеристика сети; 2 — кривая чисел оборотов.

по соответствующей параболе OAM режимов постоянного входного удара, то можно определить расходы V_1, V_2, V_3 по точкам пересечения C_1, C_2, C_3 и т. д. с линией BC и соответствующие значения чисел оборотов по абсциссам a_1, a_2, a_3 и т. д. положения данной точки A. Соответствующий масштаб становится известным благодаря тому, что число оборотов рабочей точки C дается числом оборотов, соответствующим начальному положению характеристики насоса, причем оно соответствует отрезку a. При низком положении характеристики насоса вновь получаются две точки пересечения C_4 и C'_4. Искомая кривая (n, V_x) имеет так же, как и на фиг. 248, горизонтальную касательную, точка касания которой опять означает критическую точку, поскольку наступает срыв подачи при снижении ниже соответствующего числа оборотов насоса. Пологая форма кривой $(n, V)_x$ свидетельствует, кроме того, о том, что подача насоса изменяется во много раз быстрее изменения числа оборотов [1].



Фиг. 293. Сравнение коэффициентов полезного действия при регулировании числом оборотов:

I — к. п. д. при неизменном числе оборотов n, отнесенный к напорной характеристике при наличии дросселя; *II* — к. п. д. при регулировании числом оборотов, отнесенный к потребной характеристике сети DE.

Большая надежность закона конгруентности позволяет предполагать, что определение кривой потребного числа оборотов является очень точным, в особенности тогда, когда в основу положена экспериментальная напорная характеристика и исключена область работы, где может появляться кавитация.

Наконец, можно определить кривую к. п. д., если предварительно построить кривую η_x при определенном числе оборотов n в соответствии с линией I на фиг. 293. Тогда для любой рабочей точки B получаем соответствующий к. п. д. LK, если предположить постоянство к. п. д. вдоль параболы OBC подобных режимов входа, а именно, будем тогда иметь $\overline{LK} = JG$. Можно избежать построения параболы OBC, если использовать указанный в нижней части фигуры способ построения (соединяют любую точку P оси ординат с точками N и N_1) проекции на ось абсцисс точек A и A_1 (и проводят через точку пересечения V линию PN_1 с ординатой B горизонтально до точки

[1] Следует оговорить, что такое соотношение имеет место только при величине гидростатического подпора существенно больше величины гидравлических сопротивлений линии. По мере роста этих сопротивлений и падения доли гидростатического напора зависимость подачи от числа оборотов все более приближается к прямой пропорции. *Прим. ред.*

пересечения R с PN; перпендикуляр в точке R дает тогда точку G). Таким путем может быть получена линия II, которая характеризует изменения к. п. д.; она построена для широкого диапазона, даже за пределами линии I. Линия II получается еще более точной, если использовать действительные линии равного к. п. д. (из топографической характеристики насоса) вместо парабол одинаковых условий входа.

Сравнение фигур 293 и 282 показывает, насколько более выгодно регулировать изменением числа оборотов по сравнению с дросселированием. Поэтому необходимо стремиться применять именно этот способ. Его без труда можно осуществить с приводом от электродвигателя постоянного тока с шунтовым регулированием или от какого-либо первичного двигателя (паровой машины, дизеля и др.). Если имеется в распоряжении только трехфазный ток, то применяется ступенчатое изменение числа оборотов путем переключения полюсов трехфазного электродвигателя. Если между электродвигателем и насосом необходимо установить редуктор, как часто делается у насосов водоснабжения, то его можно выполнить с двумя или несколькими ступенями переключения [357].

Регулирование путем изменения числа оборотов представляет преимущество также тогда, когда оно должно осуществляться с помощью регулировочного сопротивления в цепи ротора трехфазного электродвигателя или с помощью гидромуфт [358]. В настоящее время число оборотов трехфазного электродвигателя можно регулировать без потерь в широком диапазоне (уменьшать число оборотов в несколько раз), хотя может быть и дорогостоящим способом [359].

Последовательное соединение двух насосов, из которых один работает с постоянным числом оборотов, а другой — с переменным числом оборотов (от паровой турбины), что иногда применяется для питания котлов, связано, однако, с большими гидравлическими потерями, чем равномерное изменение числа оборотов всех ступеней. Если на одну сеть работает несколько насосов, то здесь, в противоположность регулированию посредством дросселирования, более правильно уменьшать число оборотов всех насосов до тех пор, пока один из них может быть остановлен.

98а. АВТОМАТИЧЕСКОЕ РЕГУЛИРОВАНИЕ

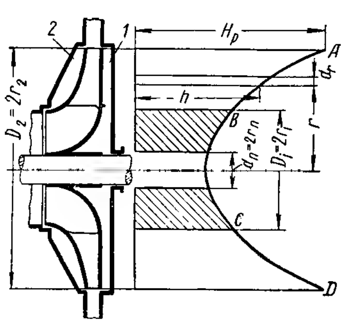
Большей частью регулирование производится вручную, даже больших насосов для питания котлов, турбокомпрессоров и воздуходувок на металлургических предприятиях. Иногда применяется автоматическое регулирование в связи с частыми и большими колебаниями режимов, когда необходимо с возможно большей точностью поддерживать определенные параметры. Этими параметрами могут быть либо весовой расход, либо конечное давление, а также зеркало воды в случае жидкостных насосов. Регулирование может быть осуществлено также таким образом, что расход изменяется во времени по заданной программе.

ГЛАВА XII

ОСЕВОЕ ДАВЛЕНИЕ И ЕГО УРАВНОВЕШИВАНИЕ

99. ОСЕВОЕ ДАВЛЕНИЕ РАДИАЛЬНЫХ И ПОЛУОСЕВЫХ КОЛЕС

Осевое давление уже рассматривалось в разделе 64а для случая осевых насосов. У центробежных насосов площадь покрывного диска *2*, к которой приложено давление в зазоре со стороны всасывания, меньше, чем площадь противоположной стенки *1* (фиг. 294). Чтобы определить вызванную этим силу осевого давления, будем рассматривать (как в разделе 15) воду, заключенную в пространстве зазоров, как твердое тело, вращающееся со скоростью, равной половине угловой скорости самого колеса. Кроме того, вводим еще одно (см. раздел 15) упрощающее допущение, заключающееся в том, что дросселирующее влияние зазора у выхода из колеса принимаем незначительным и поэтому с обеих сторон этого зазора действует давление, равное давлению H_p за колесом.



Фиг. 294. Диаграмма осевых давлений у центробежных насосов.

Вследствие вращения воды (газа) давление на обе наружные стороны рабочего колеса распределяется в радиальном направлении, как указывалось в разделе 9, по параболоиду *ABCD*. Граничное значение давления у окружности выхода из колеса будет равно давлению в зазоре H_p. Таким образом, вдоль по коаксиальной окружности радиуса r при окружной скорости $u = r\omega$ давление в метрах водяного столба равняется (согласно уравнению (2. 17) раздела 9).

$$h = H_p = \frac{\left(\frac{u_2}{2}\right)^2 - \left(\frac{u}{2}\right)^2}{2g} = H_p - \frac{\omega^2}{8g}\left(r_2^2 - r^2\right). \qquad (12.\ 1)$$

Так как мы принимаем, что давления с обеих сторон рабочего колеса одинаковы, то осевая сила определится давлением на кольцевую площадь с диаметрами: зазора у входа в колесо $D_i = 2r_i$ и вала

$d_n = d_{st} = 2r_{st}$. На фиг. 291 соответствующая область диаграммы давлений заштрихована. Таким образом получаем

$$A_1 = \int_{r_{st}}^{r_i} 2\pi r dr h\gamma = \int_{r_{st}}^{r_i} 2\pi r dr \left[Hp - \frac{\omega^2}{8g}\left(r_2^2 - r^2\right)\right]\gamma. \qquad (12.2)$$

После интегрирования получим

$$A_1 = \gamma\pi\left(r_i^2 - r_{st}^2\right)\left[Hp - \left(r_2^2 - \frac{r_i^2 + r_{st}^2}{2}\right)\frac{\omega^2}{8g}\right]. \qquad (12.3)$$

В это уравнение следует вводить среднее значение удельного веса γ в случае газов. Согласно уравнению (3. 28) раздела 20, п. в при радиальном входе, который предполагается нами при последующих рассуждениях, в уравнение (12.3) следует ввести

$$Hp = \frac{\gamma_h}{2g}\left(u_2^2 - w_2'^2 + c_0^2\right) \qquad (12.4)$$

или в обычном случае, когда $c_0 \approx c_{2m}$ в соответствии с уравнением (3. 30а) раздела 20, п. в ввести

$$H_p = H\left(1 - \frac{c_{3u}}{2u_2}\right). \qquad (12.4a)$$

В центробежных насосах следует учитывать еще силу осевого давления A_2, вызываемую тем, что вода отклоняется при входе из осевого направления (при скорости c_s) в радиальное. Сила давления, которая вызывается этим отклонением и величина которой в общем очень мала по сравнению с A_1, согласно закону количества движения равна

$$A_2 = \frac{\gamma V}{g} c_s. \qquad (12.5)$$

Знаки обеих сил осевого давления противоположны, так что их результирующая равна

$$A = A_1 - A_2. \qquad (12.6)$$

У машин с вертикальным валом добавляется еще собственный вес ротора.

Выведенное уравнение (12. 4) справедливо только для нормального режима работы насоса. Уменьшение расхода вызывает, как правило, увеличение осевого давления, и наоборот.

Дополнительное увеличение силы осевого давления наблюдается в тех случаях, когда конструктивное выполнение пространств *1* и *2* различно. При различии в размерах этих пространств имеющиеся в них вторичные токи (см.фиг. 75), а следовательно, и само вращение частиц жидкости получаются различными; при этом увеличение пространств боковых зазоров и в осевом и в радиальном направлении всегда вызывает замедление окружной скорости воды и тем самым —

повышение давления. Таково же влияние ребер, прилитых к стенкам кожуха.

Вследствие этих трудно учитываемых расчетов побочных влияний целесообразно применение приближенных формул, охватывающих рассматриваемое явление в целом. Из условий подобия можно получить точное соотношение

$$A = KHD_2^2 \frac{\gamma}{1000}. \qquad (12.7)$$

где K — постоянная для геометрически подобных форм колеса, представляет функцию удельного числа оборотов. Представляется допустимым принимать в широких пределах значение K равным

$$K = n_s = 3{,}65 n_q. \qquad (12.7а)$$

Для лопаток двоякой кривизны с выходной кромкой, параллельной оси, ничего не изменяется в данном расчете. Было бы неправильно учитывать здесь еще дополнительное осевое усилие лишь потому, что давление на лопатку имеет еще осевую компоненту; последняя находится внутри контрольных плоскостей, которые были расположены вокруг колеса при применении закона количества движения; следовательно, она представляет внутреннюю силу, уравновешенную внутренней противодействующей силой.

При наличии полуосевого выхода и выходной кромки, параллельной оси, изменяется только уравнение (12. 5), так как создается выходной импульс $(\gamma V/g)\ c_{2m} \cos\varepsilon_2$, где ε_2 представлет угол наклона средней линии тока на выходе относительно оси. Следовательно, имеем

$$A_2 = \frac{\gamma V}{g}\left(c_s - c_{2m}\cos\varepsilon_2\right). \qquad (12.5а)$$

Но если выходная кромка не параллельна оси, как у быстроходных машин, то давление в зазоре действует на площадь $\pi\left(r_{2a}^2 - r_{2i}^2\right)$ (см. фиг. 160) с осевой компонентой по направлению A_1

$$A_p = \gamma H_p \left(r_{2a}^2 - r_{2i}^2\right)\pi, \qquad (12.6а)$$

где H_p вычисляется из средней линии тока.

Если, кроме того, отсутствует наружный покрывной диск (фиг. 166), то следует осевое давление A_{1a}, приходящееся на открытую сторону колеса, пересчитать при соответствующем предположении о законе нарастания давления до величины, равной давлению в зазоре Hp_a в точке a_2. Если при этом A_1 в уравнении (12. 2) принимают равным значению, лежащему между r_{st} и r_{2i}, то получается значение, обозначаемое A_{1i}, которое, очевидно, можно вывести из уравнения (12. 3), если в него ввести $r_2 = r_i = r_{2i}$. Тогда $A = A_{1i} - A_{1a} + A_p - A_2$.

H_{pi} и H_{pa} определяют на основании уравнения (12. 4) или (12. 4а) для точек a_2 и i_2 на выходе. Приближенная формула (12. 7) и (12. 7а) часто применяется в расчете быстроходных машин.

100. УРАВНОВЕШИВАНИЕ ОСЕВОГО ДАВЛЕНИЯ ПУТЕМ СООТВЕТСТВУЮЩЕГО ВЫПОЛНЕНИЯ И РАСПОЛОЖЕНИЯ РАБОЧИХ КОЛЕС

Если бы силу осевого давления, нагружающую ротор насоса, воспринимал подпятник, то при больших напорах как размеры подпятника, так и мощность трения получились бы несоразмерно большими. По этой причине в настоящее время силу осевого давления стараются уравновесить с помощью гидравлической противодействующей силы. От применения того или иного уравновешивающего приспособления в значительной мере зависит и длительность и экономичность работы насоса. Способ уравновешивания силы осевого давления является часто наиболее характерным для различных конструкций.

Другое простейшее мероприятие состоит в применении двухстороннего всасывания (см. фиг. 318), причем поверхности давления и тем самым также давление с обеих сторон — одинаковы, поскольку размеры точно соответствуют друг другу.

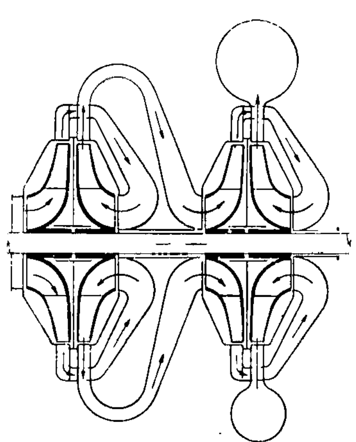
У многоступенчатых насосов можно применить несколько колес с двухсторонним всасыванием, что приводит, однако, к весьма сложной схеме водоподводящих каналов. Кроме того, применение многопоточной схемы одновременно с установкой колес последовательно по ступеням давления в одном и том же насосе является мероприятием, противоречащим самому себе, так как первое приводит к понижению, а второе к повышению числа оборотов. В то же время, однако, оба мероприятия уменьшают величину n^2V, следовательно, дополнительное разрежение на всасывании, и поэтому благоприятно действуют, согласно разделу 38, на устранение кавитации или влияния приближения к скорости звука, кроме компенсации осевого давления.

Ввиду того что двухстороннее всасывание увеличивает число ступеней, эту конструкцию используют только при большой производительности. Симметрическое расположение рабочих колес, как показано на фиг. 308 и 309, позволяет избежать затруднения с подводом и отводом воды. Такая схема применяется для крупных насосов питания котлов и для турбовоздуходувок.

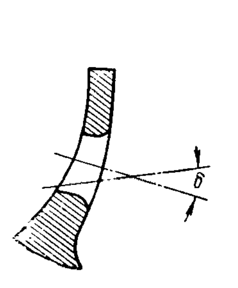
В то же время двухстороннее расположение всасывающих отверстий нашло широкое распространение при последовательном соединении рабочих колес с односторонним всасыванием; возможности такого соединения показаны схематически на фиг. 295 и 306. Эти насосы имеют незначительные потери в зазоре благодаря применению одного уплотняющего кольца на всасывании каждой ступени и отсутствию специальных уравновешивающих приспособлений, и несмотря на сложную форму каналов, снова приобрели в последнее время определенное значение для насосов горячей воды [364]. Ввиду того, что левое и правое колеса представляют зеркальное изображение друг друга, их необходимо изготовлять по различным моделям.

Уравновешивание силы осевого давления может быть осуществлено также и при одностороннем всасывании, в том случае, если

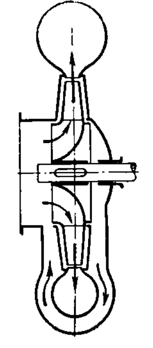
заднюю сторону рабочего колеса снабдить вторым уплотнением, а в самом колесе сделать в непосредственной близости от втулки ряд отверстий (см. фиг. 296, 304, 315). Давление перед отверстиями будет выше давления на входе в колесо на величину сопротивления при протекании через эти отверстия и на величину, соответствующую повышению давления из-за отклонения направления течения в радиальное; величина этого избыточного давления будет различной в зависимости от положения указанных отверстий, но может не учитываться из-за ее малости. Разность давлений уменьшается с увеличением размера этих отверстий и с закруглением их кромок на наружной поверхности покрывного диска (фиг. 296). Указанную разность давления учитывают и тем, что диаметры обоих уплотнений делаются несколько различными, а именно диаметр на задней стороне колеса делается несколько больше диаметра на входе.



Фиг. 295. Встречные потери у многоступенчатых насосов.



Фиг. 296. Выравнивающие отверстия.



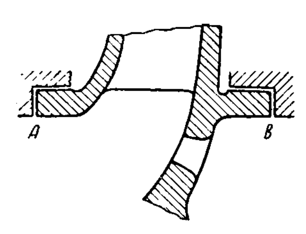
Фиг. 297. Разгрузочный канал в корпусе.

Отверстия в стенках рабочего колеса могут быть заменены также обводными каналами, выполненными в теле отливки кожуха насоса (фиг. 297). В многоступенчатых насосах такое устройство заметно усложняет конструкцию [365].

Все описанные выше конструкции не могут обеспечить полное уравновешивание сил осевого давления, так как уплотнения не могут быть совершенно одинаковыми, даже при тщательном их изготовлении, а последующий различный износ создает еще большую разницу.

Поэтому нельзя избежать применения упорных подшипников. Для небольших одноступенчатых конструкций можно ограничиться применением простых заплечиков или установочных колец, но, как правило, необходимы тщательно сконструированные и хорошо выполненные упорные подшипники.

Однако можно отказаться от какой-либо осевой фиксации вала, если к цилиндрическому уплотнению на обеих сторонах насоса примыкают зазоры *A* и *B*, лежащие в одной плоскости, перпендикулярной оси (фиг. 298). В этом случае при смещении ротора, например, влево, названный радиальный зазор сужается на левой стороне и расширяется на правой стороне, вследствие чего возникает противодействующая сила слева направо, которая тормозит возникающее смещение вала. У многоступенчатых насосов эта конструкция, однако, предъявляет высокие требования к точности обработки, так как все колеса при смещении как в правую, так и левую сторону, должны одновременно доходить до упора. Кроме того, приемлемая эффективность такого уравновешивания обеспечивается только тогда, когда цилиндрический зазор у наружной окружности сделан по возможности малым, потому что разность давления, необходимая для автоматической установки колеса, достигается только с помощью дросселирования во внешнем зазоре. При подаче газа применяются лабиринтные уплотнения вместо гладких уплотняющих поверхностей.



Фиг. 298. Полное выравнивание с помощью двухсторонних радиальных зазоров.

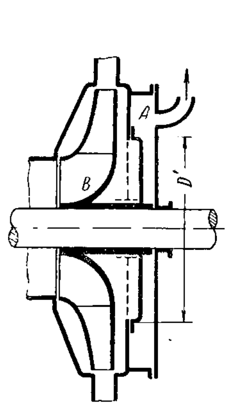
У колес без переднего покрывного диска (см. фиг. 314) можно эффективно снизить осевое давление вырезами по периферии второго покрывного диска.

101. УРАВНОВЕШИВАНИЕ ОСЕВОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ПОМОЩИ ОДНОГО ПРИСПОСОБЛЕНИЯ, ОБЩЕГО ДЛЯ ВСЕХ СТУПЕНЕЙ

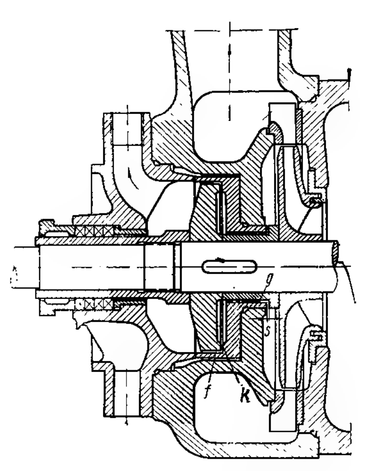
Все описанные выше способы уравновешивания силы осевого давления (за исключением конструкции, изображенной на фиг. 298) требуют установки упорного подшипника, который должен выдерживать трудно поддающиеся расчету нагрузки и от которого в высокой степени зависит надежность работы. Чтобы избежать применения упорных подшипников, в настоящее время у большинства многоступенчатых конструкций почти всегда применяют особые приспособления для уравновешивания осевого давления; в случае подачи воды оно состоит из уравновешивающего диска, вращающегося вместе с валом рабочего колеса под полным давлением насоса; у компрессоров обычно используется конструкция, состоящая из уравновешивающего поршня с лабиринтным уплотнением в сочетании с упорными подшипниками (см. фиг. 346, 357 и далее).

Казалось бы, что такой уравновешивающий поршень (диск) следует поместить непосредственно за последним рабочим колесом насоса со стороны нагнетания (фиг. 299) с переменным радиальным зазором на наружном диаметре. При этом вода под давлением, имеющимся за последним рабочим колесом, должна воздействовать на диск с силой, необходимой для уравновешивания.

Важно, однако, чтобы, кроме уплотненного зазора уравновешивающего диска, был предусмотрен еще другой дросселирующий узел, который был бы включен в каком-либо другом месте в поток утечек через зазоры. В случае, изображенном на фиг. 299, можно, например, такое место дополнительного дросселирования расположить перед уравновешивающим диском, для чего следовало бы сделать узкий и длинный кольцевой зазор *B* вдоль втулки дополнительного диска, как показано пунктиром на фиг. 299. Конструктивное выполнение такой схемы показано на фиг. 300. Если случайно



Фиг. 299. Специальный уравновешивающий диск.



Фиг. 300. Уравновешивание осевого давления с помощью специального диска (думмис).

возникает осевое давление влево, которое отодвинет диск от его уплотнительной поверхности, то, хотя поток через неплотности возрастает, но вследствие воздействия второго места дросселирования будет снижаться давление на диск, пока не прекратится возникшее смещение колеса. Саморегулирование при очень коротком пути установления равновесия, в сочетании с приемлемыми потерями воды через зазоры, возможно, таким образом, только в результате воздействия второго места дросселирования.

Во всяком случае, при наличии такого приспособления установка упорного подшипника не только оказывается излишней, но даже была бы вредной. Особое преимущество состоит также в том, что сальники на напорной стороне насоса не требуется больше уплотнять против повышенного давления; необходимо, однако, учитывать дополнительные потери воды.

Поверхности в зазоре снабжаются уплотнительными кольцами, в которых часто применяется трение стали по бронзе. При выборе материала необходимо обратить особое внимание на электрохими-

ческие процессы. В последнее время стали делать уплотнительные кольца из пластмассы [366]. Необходимо обратить сугубое внимание на опасность заедания вследствие наклонного их положения при прогибе вала.

На фиг. 300 показана конструкция фирмы Вайсе и сыновья, которая обладает постоянными основными и дополнительными зазорами, т. е. цилиндрическим участком дросселирования (*g*, *f*), и переменными, т. е. радиальными участками дросселирования (*k*, *s*). Применение двух постоянных мест дросселирования уменьшает потери воды и позволяет применять большие зазоры. Но они увеличивают потребные для установления равновесия смещения в осевом направлении. Последний недостаток уменьшается благодаря применению переменных зазоров на двух сторонах (*k* и *s*).

При наличии износа диска или упорной поверхности, очевидно, ротор будет смещаться на величину износа в сторону всасывающей стороны насоса. Такое смещение допустимо лишь настолько, чтобы ширина рабочего колеса на выходе находилась еще в пределах ширины направляющего аппарата. Целесообразно проверять величину износа по смещению отметки на валу относительно подшипника.

Уравновешивающее приспособление располагается таким образом, чтобы оно было легко доступным, т. е. на конце насоса, противоположном стороне привода. Из-за этого муфта и электродвигатель располагаются на всасывающей стороне насоса.

В эксплуатации такие разгрузочные приспособления вполне отвечают предъявляемым к ним требованиям. Однако их нельзя применить при подаче сильно загрязненных жидкостей (с илом, шламом, песком и т. п.), так как поверхности зазора быстро изнашиваются и эффективность работы приспособления быстро снижается. У насосов для горячей воды существует опасность образования пара в зазоре, вследствие чего износ возрастает. Эти приспособления оказались непригодными, когда давление может падать до нуля, например, у пожарных насосов, потому что осевое давление у многоступенчатых насосов при этом не исчезает. В передвижных насосах условия уравновешивания осевого давления значительно затруднены, аналогично тому, как это наблюдается в насосе с вертикальным валом, так как при некоторых обстоятельствах насосам приходится работать с большим наклоном оси. Во всех этих случаях необходимо использовать ранее рассмотренные конструкции с наличием специального упорного подшипника, но с меньшей дополнительной потерей воды по сравнению с конструкциями с уравновешивающим диском.

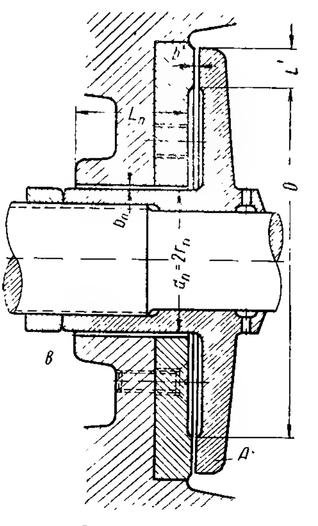
Часто применяют однокольцевые упорные подшипники с колодками, которые могут воспринимать высокие давления и удовлетворяют всем требованиям надежности работы. Их принцип действия основан на чистом использовании давления жидкости, как в случае уравновешивающего диска. Они почти не имеют износа и не вызывают потерь воды. Благодаря этому они находят применение в конструкциях больших лопастных насосов.

Рассмотренные в предыдущем разделе уравновешивающие устройства действуют удовлетворительно только в том случае, если диаметр диска (поршня) сделан несколько большим, чем это необходимо для восприятия при полном напоре силы осевого давления i ступеней величиной iA. Вследствие увеличения диаметра величина выходного зазора увеличивается, но при этом давление воды на диск уменьшается в отношении, обратном отношению поверхностей диска. Для того чтобы получить общее представление о величине потерь воды V_u при различных диаметрах диска, рассмотрим уравновешивающее приспособление на фиг. 301, причем примем, что сечение втулки диаметром d_n настолько мало по сравнению с поверхностью диска диаметром D', что им можно при расчете пренебречь. В этом случае, приняв избыточное давление h равномерно распределенным по поверхности диска, найдем

$$iA = \gamma h \pi \frac{D'^2}{4} \qquad (12.8)$$

Потери через зазор, при ширине его b', а следовательно, при сечении $F' = \pi D' b'$ и при коэффициенте расхода μ', соответствующем истечению через зазор, равны

$$V_u = \mu' F' \sqrt{2gh} = \mu' \pi D' b' \sqrt{2gh}.$$



Фиг. 301.

Исключая h из этих уравнений, получим

$$iA = \frac{\gamma}{8g\pi\mu'^2}\left(\frac{V_u}{b'}\right)^2 \qquad (12.9)$$

или

$$V_u = \sqrt{\frac{8g\pi iA}{\gamma}}\,\mu' b'. \qquad (12.10)$$

В это уравнение D' не входит, откуда заключаем, что величина диаметра диска и давления h не влияют на потери воды. Эти потери при заданном $i\,A$ пропорциональны произведению ширины зазора b' и коэффициента расхода μ'.

Поэтому для уменьшения потерь воды следует стремиться делать зазор как можно более узким, что делается автоматически, при наличии сильного дросселирования в кольцевом зазоре B. Однако в действительности наименьшая возможная ширина зазора b' должна быть тем больше, чем больше диаметр диска, так как с увеличением

диаметра диска увеличивается опасность задевания диском корпуса при том же прогибе вала и в тех же неточностях обработки и сборки насоса. Конечная величина диаметра втулки d_n также вызывает то, что с увеличением диаметра диска D' происходит, правда незначительное, увеличение потерь. Поэтому целесообразно диаметр диска не делать бо́льшим, чем это необходимо; однако все же существенным является сделанный нами вывод о том, что в основном на потери влияют только размеры дополнительного зазора B.

Для того чтобы утечка воды была по возможности мала, величину зазора b' следует выбрать столь малой, сколь то допускается соображениями о надежной работе насоса. Поэтому при расчете уравновешивающих приспособлений надо задаться величинами D', L' и b и определить расчетом соответственные размеры дросселирующего участка B, исходя из воспринимаемого осевого усилия $P = iA$ по уравнениям раздела 99. Силу P не следует принимать при расчетах слишком большой, так как уменьшение осевого усилия при работе насоса вызовет увеличение b', т. е. приведет к уширению зазора и тем самым к излишне большим потерям воды.

Ниже приводим ход расчета для конструкции, изображенной на фиг. 301.

Если давление непосредственно за последним колесом диаметром $2r_2$ превышает давление за диском на H', то согласно уравнению (12. 1) давление у входа в зазор B при $r_n = d_n/2$ равно

$$h_1 = H' - \frac{\omega^2}{8g}\left(r_2^2 - r_n^2\right). \qquad (12.\ 11)$$

Отсюда соответственно уравнению (2. 69) раздела 15 давление у выхода из кольцевого зазора B равно

$$h = \frac{h_1}{1 + \left(\frac{\mu' F'}{\mu_n F_n}\right)^2} = \frac{h_1}{1 + \left(\frac{\mu' b' D'}{\mu_n b_n D_n}\right)^2}, \qquad (12.\ 12)$$

где μ_n обозначает коэффициент расхода, а $F_n = \pi d_n b_n$ — сечение зазора.

При вычислении h_1 по уравнению (12. 11) можно при большом числе ступеней в насосе принять H' равным напору H насоса, уменьшенному на величину манометрической высоты всасывания H_s, так как вода из зазора большей частью непосредственно вытекает наружу. Если же число ступеней равно двум или трем, то лучше пользоваться точным значением:

$$H' = (i - 1)\,\Delta H + H_p - H_s,$$

где H определяется по уравнению (12. 4) или (12. 4a).

Значения коэффициента расхода μ' и μ_n для зазоров без лабиринтных канавок могут быть подсчитаны по уравнению (2. 70) раздела 15; для зазоров с лабиринтными канавками по уравне-

нию (2. 71) раздела 15. В частном случае (фиг. 301) для гладких зазоров получаем, приняв несколько завышенное значение $\lambda = 0{,}04$,

$$\mu' = \frac{1}{\sqrt{0{,}02\,\frac{L'}{b'} + 1{,}5}}; \tag{12. 13}$$

$$\mu_n = \frac{1}{\sqrt{0{,}02\,\frac{L_n'}{b_n} + 1{,}5}}. \tag{12. 13a}$$

Так как можно принять, что влияние вращения воды с обеих сторон диска взаимно уничтожается, то на всю поверхность диска действует избыточное давление[1] γh и таким образом h определяется уравнением

$$P = \frac{\pi}{4}\left(D'^2 - d_n^2\right)\gamma h, \tag{12. 14}$$

из уравнения (12. 12) следует, что

$$\mu_n b_n = \frac{\mu' b' D'}{d_n \sqrt{\frac{h_1}{h} - 1}}. \tag{12. 15}$$

Используя уравнение (12. 13a), получаем для гладкого зазора

$$\mu_n b_n = \frac{b_n}{\sqrt{0{,}02\,\frac{L_n}{b_n} + 1{,}5}}, \tag{12. 16}$$

и таким образом после определения $\mu_n b_n$ из уравнения (12. 15) и задавшись L_n, находим ширину зазора b_n.

Рассмотренное разрежение уменьшается благодаря трению. Вероятно, что влияние трения преобладает при рассматриваемых незначительных размерах зазора [2].

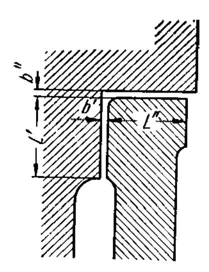
Расчет показывает, что для конструкции, изображенной на фиг. 301, необходима (с тем, чтобы потери воды не были слишком велики) очень малая ширина b' зазора диска. Напротив, ширина B_n дополнительного зазора должна быть, очевидно, сравнительно большой. Поэтому не имеет смысла увеличивать сопротивление допол-

---

[1] Уравнения (12. 4) и (12. 8) основаны на предположении, что на всей поверхности дискового зазора протяжением L' действует давление, равное давлению на выходе. Вследствие вращения воды и увеличения сечения зазора давление должно увеличиваться к периферии, а из-за трения оно должно уменьшаться. Возрастание давления, вследствие увеличения сечения, выражается в виде разрежения (пониженного давления) в начале (внутреннего) зазора относительно наружнего выхода из зазора, т. е. пространства позади диска. Это пониженное давление возникает скачком в начале зазора и снижается на длине зазора L' изнутри наружу (явление Клемента—Тенара; кроме того см. германский патент 483260).

[2] В этом случае в зазоре L' разрежение не будет наблюдаться. *Прим. ред.*

нительного зазора путем увеличения его длины, применения лабиринтных пазов и т. п. Дросселирующее же действие внешнего зазора, напротив, рекомендуется по возможности усиливать приключением к нему цилиндрического уплотнения, как то, например, имеет место в конструкциях, изображенных на фиг. 300. Если к радиальному уплотнению в этом случае примыкает еще одно с длиной L'' и шириной b'' (фиг. 302), то, совершенно не меняя указанного выше хода расчета, следует лишь воспользоваться вместо уравнения (12. 13) следующим ниже уравнением:



Фиг. 302. Цилиндрическое продолжение радиального зазора.

$$\mu' = \frac{1}{\sqrt{1{,}5 + 0{,}02\,\frac{L'}{b'} + 0{,}02\,\frac{L''}{b''}\left(\frac{b'}{b''}\right)^2}}. \quad (12.\ 17)$$

Вследствие повышенных потерь, обусловленных неплотностями при наличии уравновешивающего диска при большой высоте напора, снова возвращаются к симметричному расположению колес (см. фиг. 278).

103. УРАВНОВЕШИВАНИЕ ОСЕВОГО ДАВЛЕНИЯ У НАСОСОВ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ ВАЛОМ

В этом случае сила осевого давления увеличивается на величину веса ротора. Поскольку вращающиеся части находятся в воде, необходимо учесть соответственное уменьшение их веса. Далее следует отметить, что при остановке насоса уравновешивающая сила, созданная описанным выше разгрузочным приспособлением, перестает действовать еще до полной остановки насоса, и тем самым вес ротора приводит к его опусканию. Если для насоса с вертикальным валом принята нормальная схема, т. е. вода протекает через насос снизу вверх, то описанные выше уравновешивающие приспособления неприменимы, так как при опускании диск коснулся бы кожуха. Добавление еще упорного подшипника, который воспринимал бы только усилия, направленные вниз, оказывается в связи с неизбежным изнашиванием подшипника чрезвычайно затруднительным из-за малости зазора уравновешивающего диска и из-за трудности установки. Правда, исключение составляют конструкции, приведенные на фиг. 300 и 302, у которых зазор уравновешивающего приспособления имеет цилиндрическую форму, потому что здесь переменный зазор можно сделать достаточно широким. Так как, однако, и при этом упорный подшипник необходим, то в насосах с вертикальным валом применяется преимущественно частичное уравновешивание, описанное в разделе 100.

При этом можно также уравновесить и веса, например, выполнив зазоры уплотнений с обеих сторон колеса различных размеров

или применив неодинаковое число рабочих колес с противоположно направленным всасыванием и т. д.

Применение уравновешивающих приспособлений возможно для всех насосов, если вода протекает через насос в направлении, обратном упомянутому выше, т. е. если всасывающий патрубок — наверху, а напорный — внизу. Диск в этом случае находится внизу и увеличивает зазор при опускании, так что ничто не препятствует в этом случае установке упорного подшипника. Такое расположение насоса имеет еще то преимущество, что сила давления на диск вследствие собственного веса ротора уменьшается и таким образом все размеры уравновешивающего устройства, так же как и потеря воды через зазор, уменьшаются. Вследствие уменьшения силы осевого давления собственным весом ротора «перевернутое» расположение насоса рекомендуется также и при применении методов уравновешивания, описанных в разделе 100, хотя при них отсутствует опасность заедания насоса.

ГЛАВА XIII

КОНСТРУКЦИИ ЛОПАТОЧНЫХ НАСОСОВ ДЛЯ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

Конструкции лопаточных насосов чрезвычайно разнообразны и во всяком случае более разнообразны, чем других лопаточных машин, потому что не только изменяются в широких пределах производительность и давление, но также и характер привода и монтажа, а также физические и химические свойства подаваемых жидкостей. Поэтому в дальнейшем приводится описание лишь наиболее интересных конструкций. Аналогично, как и в остальной части книги, параллельно рассматриваются насосы для воды и воздуха, чтобы показать значительное совпадение и дать сравнение. Только многоступенчатые компрессоры, за некоторым исключением, рассматриваются особо, а именно при изучении их теоретических основ в разделах 111—113. В последующем конструкции рассматриваются по порядку их быстроходности и поэтому мы начнем с машин с наименьшим удельным числом оборотов.

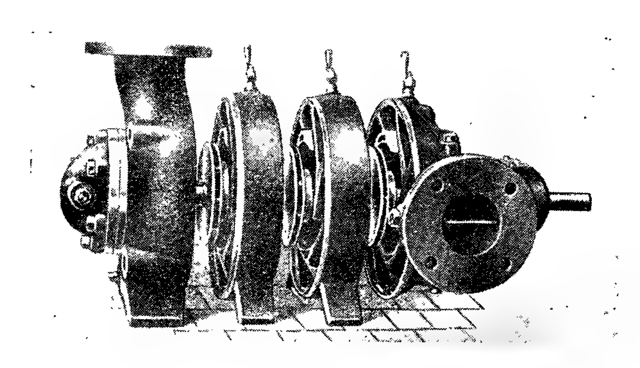
Для осуществления минимально возможной быстроходности теоретически можно применить следующие конструктивные мероприятия: парциальную подачу и многоступенчатость. Парциальная подача имеет большое значение для турбин, но она не может быть осуществлена в насосах при сохранении приемлемого к. п. д. Хотя имеются особые конструкции, но они требуют иного научного подхода, чем тот, который сделан в предыдущих разделах. Можно применить водокольцевые насосы или вихревые с боковыми каналами, рассмотренные в последнем разделе настоящей книги; но их назначение состоит в возможности подавать, наряду с водой, также воздух. Затем следует упомянуть о конструкции, предложенной Барске, у которой также создается вращающееся водяное кольцо за счет вращения корпуса насоса [368]. Как бы не было желательно разработать одноступенчатый насос с большой высотой напора, принимая во внимание неполностью использованную прочность современного рабочего колеса насоса при подаче воды, как обращение турбинного колеса Пельтона, однако упомянутые особые конструкции не развиваются по указанному пути, хотя бы из-за того, что у них отсутствуют сдвоенные ковшовые лопатки. В предложениях Барске парциальная подача ограничивалась, кроме того, только направляю-

щим аппаратом. К случаю подачи воздуха, где прочность может быть исчерпана также в случае полного его подвода, и поэтому создаются иные условия, чем при подаче воды, упомянутые предложения не имеют отношения.

В силу указанных обстоятельств мы отказались от рассмотрения парциальной подачи и начнем с описания многоступенчатых машин.

104. МНОГОСТУПЕНЧАТЫЕ НАСОСЫ [1]

Наряду с приспособлениями для уравновешиваиия осевого давления, которые уже были рассмотрены выше, важнейшим отличительным признаком различных конструкций насосов является способ соединения отдельных ступеней в одно целое. Различают две основные конструкции: 1) с цельными корпусами (большей частью с разъемом по горизонтальной оси); 2) с разъемами кожуха нормально оси (так называемые секционные насосы). У насосов первого типа, появившегося раньше, все ступени, т. е. рабочие колеса и направляющие аппараты с обратными каналами, помещены внутри общего кожуха и закреплены при помощи крышки кожуха. У насосов секционного типа, который в Германии впервые был выполнен заводом Егер и Ко (*C. H. Faeger and Co*) в Лейпциге, корпус насоса составлен из отдельных колец-секций таким образом, что каждое из них представляет собой одну ступень (фиг. 303). К ряду таких секций по кон-



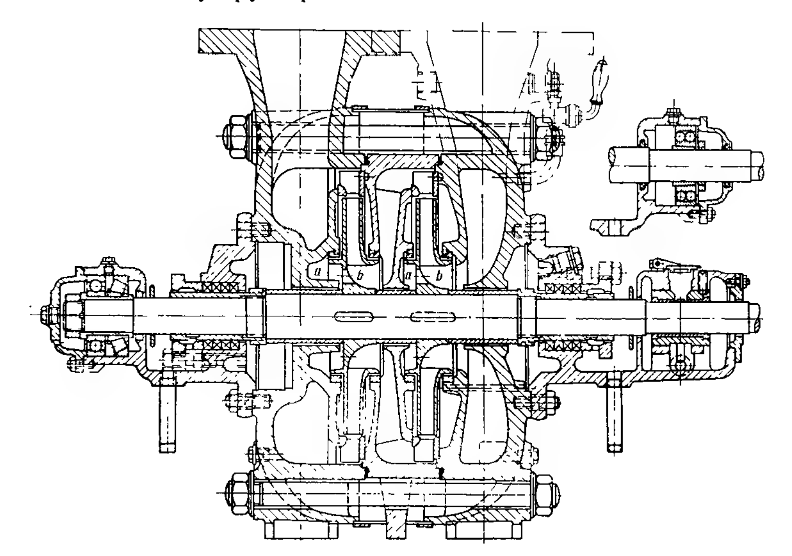
Фиг. 303. Разобранный многосекционный насос

[1] Английская фирма «Гвинс Пумпс», (Гамерсмит, Лондон) заявила патент на многоступенчатый центробежный насос еще в 1851 г. Конечно, нет увереиности, что в то время был выполнен такой насос. Нагель и Кемп в конце 60-х гг. выполинли центробежный насос с направляющим аппаратом, причем был достигнут высокий напор благодаря последовательному соединенню нескольких насосов. На основании патента в области теории течений известного Рейнольдса в 1887 г., фирма Матер и Плятт изготовляла многоступенчатые насосы с направляющим аппаратом. Эта фирма первая начала изготовлять многоступенчатые центробежные насосы на европейском континенте в 1897 г.

цам примыкают концевые секции, имеющие: одна всасывающий, а другая — нагнетательный патрубки. Как правило, все эти секции стягиваются сквозными стальными болтами (фиг. 304 и 305).

Рассмотрим преимущества и недостатки обеих конструкций, причем сперва будем исходить из того, что корпус не имеет разъема в средней горизонтальной плоскости, следовательно, разборка производится в осевом направлении.

В случае разборки насоса с цельным корпусом кожух с примыкающими к нему трубопроводами остается на месте. Это имеет то



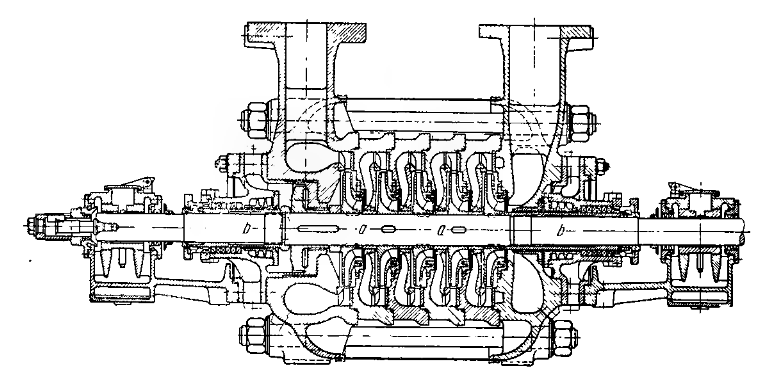
Фиг. 304. Двухступенчатый секционный насос с уравновешиванием осевого давления с помощью уплотнений *a* и отверстий *b*.

преимущество, что даже при не очень квалифицированном обращении насос после сборки остается выверенным.

Недостатком является то, что при отсутствии разъема в горизонтальной осевой плоскости извлечение центрированных в кожухе деталей, которые должны при этом перемещаться друг за другом в осевом направлении, часто бывает весьма затруднительным, так как эти части после более или менее продолжительной работы в известной мере как бы срастаются с кожухом в результате химических воздействия и отложений.

Раньше пытались избежать этого недостатка тем, что корпус или соединяемые части снабжались бронзовыми прокладками или делались выточки на поверхностях соприкосновения, в которые перед разборкой нагнетался керосин. На всякий случай во всех частях необходимо делать отверстия с резьбой для ввинчивания в них нарезных съемников, с помощью которых можно было бы извлечь

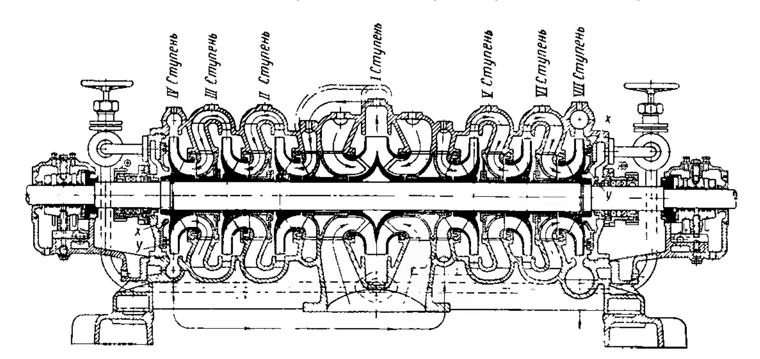
эти части из кожуха. Принимая во внимание эти трудности, в настоящее время часто делается разъем корпуса по средней горизонтальной плоскости, так что ротор (как у компрессора на фиг. 357) может



Фиг. 305. Пятиступенчатый насос для питания котла водой с температурой выше 100°.

быть вынут вертикально вверх. Тогда неподвижная часть машины может быть отлита как одно целое с корпусом (фиг. 306).

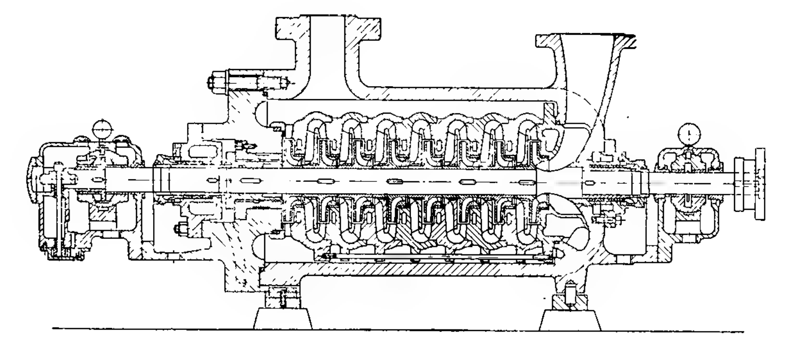
Секционная конструкция насоса делает возможным легкую разборку даже при неблагоприятных характеристиках перемещаемой



Фиг. 306. Семиступенчатый конденсатный насос производительностью 200 $м^3/час$, напором 200 *м*, числом оборотов 1000 об/мин.

жидкости. Для того чтобы избежать прогиба вала при передвигании отдельных секций, рекомендуется снабжать каждую секцию опорными выступами и удлинять обрабатываемые части (полозья) опорной плиты таким образом, чтобы секции при выдвигании двигались как бы по направляющим. Так как очертания направляющих аппаратов и обратных каналов одинаковы для всех ступеней, то возможно серий-

ное производство секций. Возможно также увеличивать число ступеней путем добавления секций с рабочими колесами и направляющими аппаратами и смены вала. Секционный тип насоса надежнее сопротивляется давлению изнутри, так как межсекционные перегородки (стенки), объединенные с кольцами, значительно укрепляют их, напряжений же в отливке можно не опасаться. Правда, каждая секция в отдельности должна быть снабжена уплотнением. Этот недостаток, так же как и необходимость в повторной выверке насоса после сборки, в объеме и укреплении трубопроводов, компенсируется с избытком упомянутыми выше преимуществами. Во всяком



Фиг 307. Насос для питания котла (с двойным корпусом).

случае в течение последних лет почти все германские фирмы, занимающиеся изготовлением центробежных насосов, перешли к насосам секционного типа.

Присоединения труб у насосов, имеющих специальные устройства для уравновешивания силы осевого давления, выполняются всегда таким образом, чтобы это устройство было легко доступно. Лишь при устройстве водяного подшипника со стороны всасывания нагнетательный патрубок приходится помещать со стороны привода.

У воздуходувных машин с большими рабочими колесами горизонтальный разъем корпуса, т. е. разборка вертикально относительно оси, применялся с самого начала даже у редко применяемых в настоящее время конструкций секционного типа. Поэтому здесь всасывающий патрубок так же часто встречается на свободном конце корпуса, как и со стороны привода.

У насосов для питания котлов большую роль играет одностороннее термическое расширение, которое при пуске или при изменениях загрузки вызывает перекос вала и нарушает уплотнения корпуса. Эти трудности не устранены удовлетворительным образом во всех описанных горизонтальных конструкциях как с цельными, так и с секционными корпусами. Поэтому встречается еще новое конструктивное направление в виде «горшковой конструкции», изображенной на фиг. 307, где отдельные внутренние части могут свободно расширяться относительно корпуса и их равномерное нагре-

вание обеспечивается тем, что они омываются перемещаемой горячей водой [369], [370], [371], [372], [373], [374], [375]:

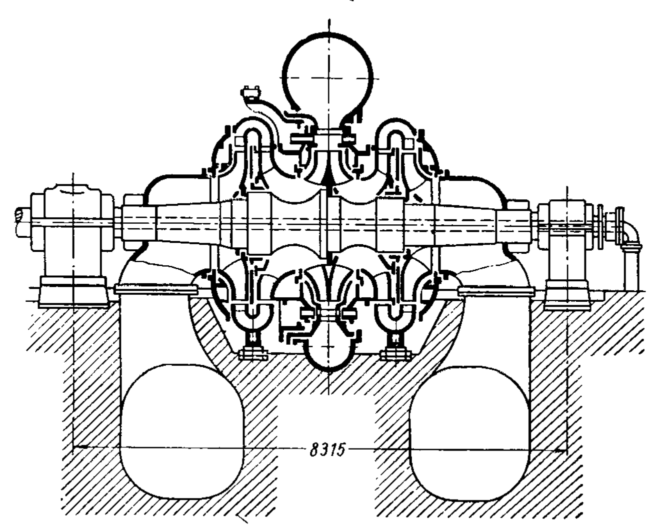
На фиг. 304 изображен двухступенчатый насос «секционного типа», где уравновешивание осевого давления произведено на каждом колесе с помощью второго уплотнительного зазора *a* и отверстий во втулке; соответственно предусмотрен подшипник с конусными *b* роликами для воспринятия остаточного сдвига. Если число ступеней слишком велико или высота напора превышает 150 *м*, то в предусмотренном для этого пространстве устанавливается разгрузочный поршень, показанный на фиг. 300. Благодаря этому не требуется изменять модели для отливок и приходится только упразднить уплотнительный зазор на напорной стороне колеса и отверстия во втулке. Отпадает также упорный подшипник и применяются подшипники скольжения.

Следует отметить конструкцию второго уплотнения *a* у насосов для питания котлов горячей водой (см. фиг. 305). Ввиду того что обычно подается горячая вода с температурой выше 100°, сальники охлаждаются, потому что иначе утечка воды превращается в пар, затрудняющий обслуживание насоса. Как видно, втулка, установленная перед сальником, снабжена снаружи ребрами и обтекается холодной водой. Если вода из зазора разгрузочного диска отводится обратно во всасывающий трубопровод, то и ее, как правило, следует охлаждать во избежание парообразования.

На фиг. 306 показан многоступенчатый конденсатный насос с разъемом корпуса по горизонтальной средней плоскости; компенсация осевого давления производится в этой конструкции благодаря встречному соединению второй до четвертой и трех последних ступеней. Остальная часть осевого давления уравновешивается благодаря наличию зазоров x и y, расположенных на обоих крайних колесах аналогичным образом, как было описано в разделе 101, в случае специального разгрузочного диска. Показанный на чертеже сегментный подшипник является только дополнительным предохранительным средством. Сегменты предусмотрены только на нижней половине подшипника, потому что кольцевая смазка верхней половины не имела бы иначе достаточной подачи масла. Эта конструкция заслуживает внимания прежде всего потому, что от конденсатного насоса требуется высокая способность всасывания; в соответствии с уравнением (5. 28) раздела 38 это достигается путем выбора наименьшего значения величины n^2V, следовательно, относительно низким числом оборотов и двухсторонним всасыванием на первой ступени. При этом применяется еще двоякая кривизна лопаток; благодаря расположению этой первой ступени в середине корпуса, устраняется также основной недостаток конденсатных насосов, а именно, возможность подсасывания воздуха через неплотные сальники. С другой стороны, уменьшение числа оборотов привело к увеличению числа ступеней.

По аналогичным причинам часто применяют многопоточные схемы при высокой производительности насосов. На фиг. 308 показан двухступенчатый питательный насос (подробное описание этих насосов

см. работу [376]) с двухсторонним всасыванием и симметрическим протеканием воды. Благодаря разделению как высоты напора, так и расхода, можно опять сохранить достаточно низкое значение n^2V и тем самым достигнуть достаточно большой высоты всасывания согласно уравнению (5. 28) раздела 38, а также компенсировать осевые усилия. Конструкция отличается тем, что на последней ступени поворотные выходные направляющие лопатки применены



Фиг. 308. Двухступенчатый двухпоточный питательный насос для аккумулирующей гидростанции с поворотными направляющими лопатками на последней ступени и промежуточными подшипниками на консистентной смазке (демпфирующий подшипник). Максимальный напор 335 *м*. Производительность 8,85 $м^3/сек$, число оборотов — 500 в минуту.

в качестве быстродействующего запорного органа; в настоящее время для этой цели применяют переставное дросселирующее кольцо на выходе из рабочего колеса (см. фиг. 289) или обычную заслонку. Колеса выполнены без втулок и непосредственно укрепляются с помощью фланцев к заплечикам ступенчатого вала, чтобы уменьшить диаметр всасывания и тем самым облегчить возможность выполнения колеса радиальной формы (см. также фиг. 381). Вал снабжается промежуточным подшипником с водяной или консистентной смазкой, которые выполняются с большим зазором, чем обычно (демпфирующие подшипники). Благодаря этому демпфируют колебания вала. У боковин рабочего колеса установлены сменные проставки, чтобы защитить несущие части корпуса.

Ввиду того что кавитация и влияние приближения к звуковой скорости представляют собой аналогичные явления, то эта схема расположения колес находит применение также у компрессоров

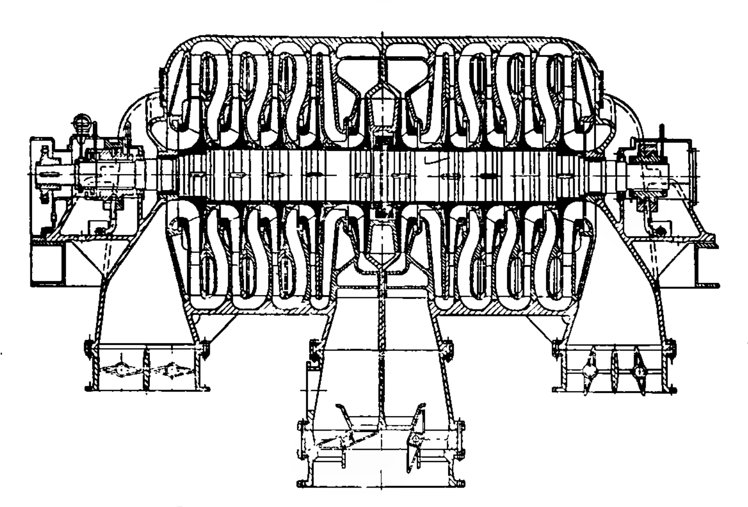
большой производительности, в особенности у воздуходувок доменных и сталелитейных печей, как это, например, видно на фиг. 309, на которой приведена доменная воздуходувка. Такая схема позволяет применить меньшие диаметры колес, чем у машин однопоточной схемы, которую к тому же было бы трудно сочетать с приемлемой входной скоростью. Целесообразность применения двухпоточной схемы для воздуходувок усугубляется необходимостью расширения диапазона работы ниже предела помпажа насоса, потому что эта схема дает возможность регулирования путем переключения ступеней с параллельной на последовательную работу (см. раздел 95, п. г), что приводит к смещению характеристик, как показано на фиг. 310. Обычные конструкции многоступенчатых воздуходувных машин рассматриваются в разделах 111—113. Для полноты следует упомянуть, что для подачи воды была разработана еще конструктивная схема [377]; у этой конструкции корпус вращается, а внутренние части — неподвижны; речь идет о насосе с пустотелым ротором, который представляет, следовательно, обращение рассмотренных конструкций.

105. ОДНОСТУПЕНЧАТЫЕ ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ НАСОСЫ

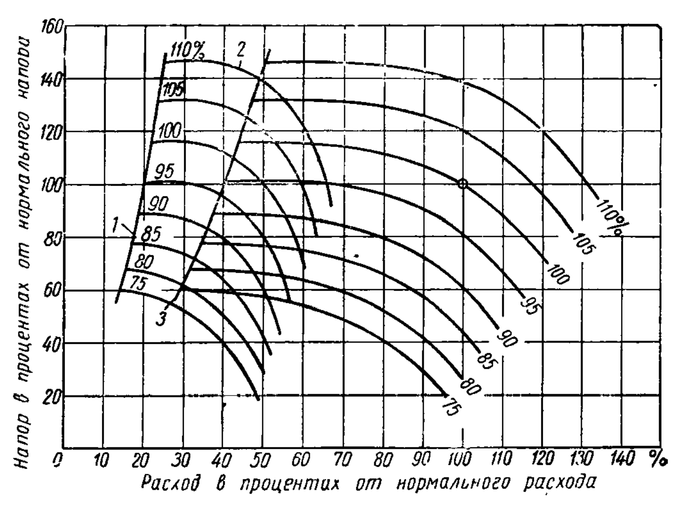
а) **Насосы с выходным направляющим аппаратом (среднего давления).** Применение направляющего аппарата между рабочим колесом и спиральным кожухом необходимо только в случае, когда один спиральный кожух получается слишком узким при расчете по способам, изложенным в разделах 76 и 77, т. е. при низком удельном числе оборотов. При достаточно высоком удельном числе оборотов выходной направляющий аппарат вряд ли может привести к повышению к. п. д. В лучшем случае он может несколько повысить коэффициент напора (вследствие усиления обмена импульсами по окружности колеса). Применение направляющего аппарата всегда связано со значительным увеличением диаметра корпуса, что может оказаться рентабельным у одноступенчатых насосов, как правило, только при больших подачах.

На фиг. 311 показан насос для крупных установок водоснабжения с рабочим колесом, консольно насаженным на вал. Спиральный кожух укреплен на фланце к подшипниковой стойке, а также непосредственно опирается на фундамент для восприятия нагрузок от присоединения тяжелых присоединенных трубопроводов. Рабочее колесо и направляющий аппарат сделаны из фосфористой бронзы (без цинка). Осевое расположение всасывающего патрубка благоприятно в гидравлическом отношении. Остаточное осевое давление воспринимается упорным шарикоподшипником. Жесткость спирального кожуха усиливается благодаря наличию в нем хвостовой части удлиненных направляющих лопаток. Кроме того, предусмотрены стяжные болты.

На фиг. 312, 313 показана аналогичная конструкция вертикального насоса. Здесь хвостовые участки направляющих лопаток *а* (фиг. 313) часто воспринимают значительные весовые нагрузки.

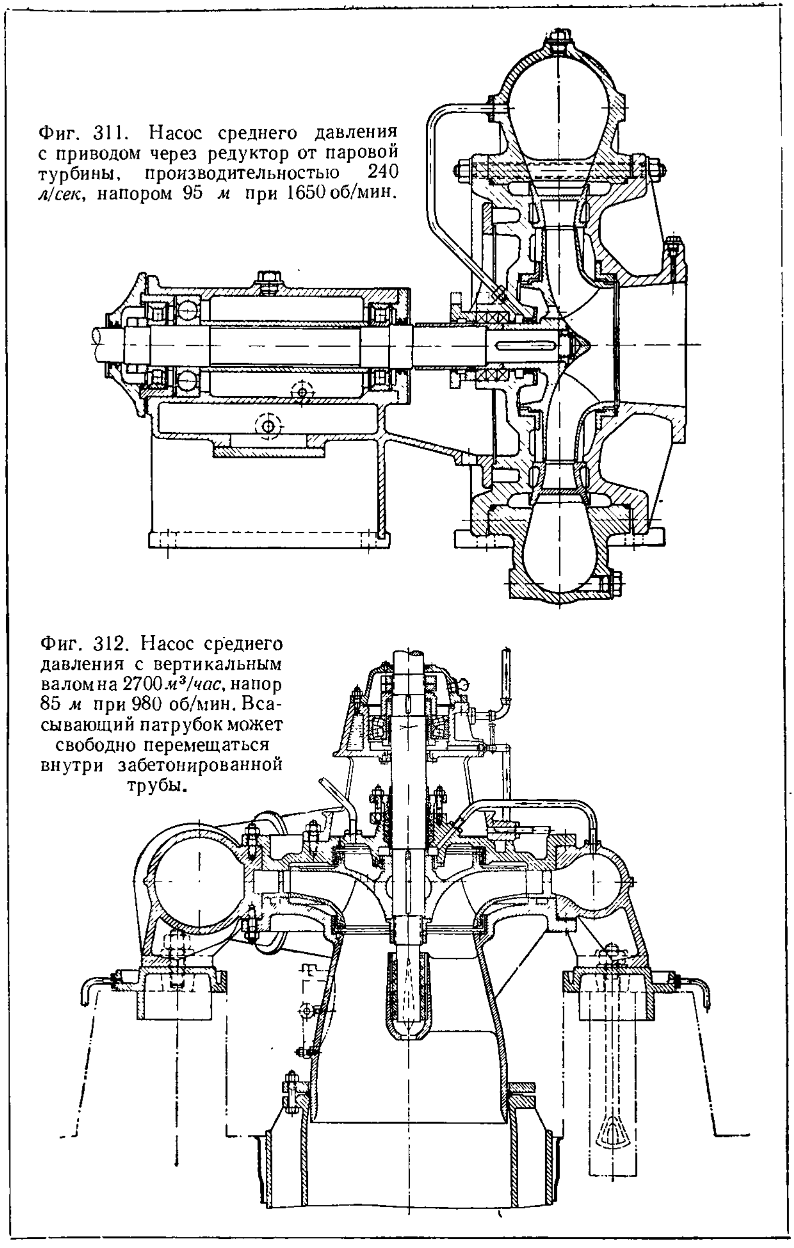


Фиг. 309. Двухпоточная доменная воздуходувка с шунтовым регулированием (перепуском).



Фиг. 310. Характеристики воздуходувки с шунтовым регулированием (см. фиг. 309):

1 — граница помпажа при односторонней подаче; *2* — число оборотов в процентах; *3* — граница помпажа при двухсторонней подаче.

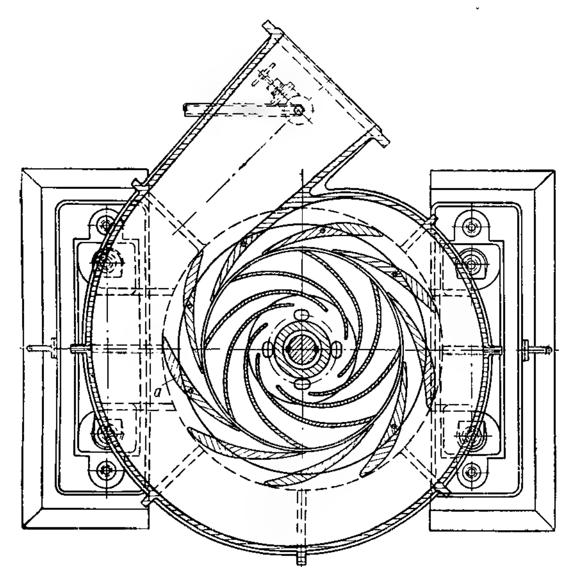


Фиг. 311. Насос среднего давления с приводом через редуктор от паровой турбины, производительностью 240 *л/сек*, напором 95 *м* при 1650 об/мин.

Фиг. 312. Насос средиего давления с вертикальным валом на 2700 *м*³/*час*, напор 85 *м* при 980 об/мин. Всасывающий патрубок может свободно перемещаться внутри забетонированной трубы.

На всасывающей стороне предусмотрен водяной подшипник с консистентной смазкой. Всасывающий патрубок примыкает к забетонированной трубе на скользящей посадке.

На фиг. 314 изображен нагнетатель, предназначенный для наддува авиамоторов [378], [379], [380], [381], [382], [383]. Рабочее колесо из дюралюмина или магниевых сплавов без покрывного диска на всасывающей стороне изготовляется целиком из одной поковки. Входные кромки лопаток изогнуты в осевой плоскости, чтобы устра-



Фиг. 313. Насос среднего давления (см. фиг. 312).

нить удар. Вырезы в колесе по окружности создают возможность значительно снизить осевое давление (дополнительно к экономии веса) без заметного снижения прочности, так как у сплошного колеса напряжения вблизи периферии имеют умеренное значение (см. также фиг. 379). Направляющие лопатки отлиты вместе с крышкой, как одно целое. Заслуживают внимания расположение вала и гидравлическая муфта *a* (фиг. 314), которая позволяет регулировать число оборотов благодаря различному наполнению муфты маслом; при полном заполнении муфта работает со скольжением 2%.

У насосов с двухсторонним всасыванием применение направляющего аппарата еще менее оправдано, чем при одностороннем всасывании, вследствие повышенной производительности, и поэтому такие конструкции не будут рассматриваться [1].

---

[1] В компрессорах газотурбинных двигателей такие конструкции в течение ряда лет имели очень широкое применение. *Прим. ред.*

Разрез по АА

Разрез по ББ

15°

40°

Вид по стрелке Г

Разрез по ВВ

15°

А

А

б

б

В

В

Ø148

Ø260

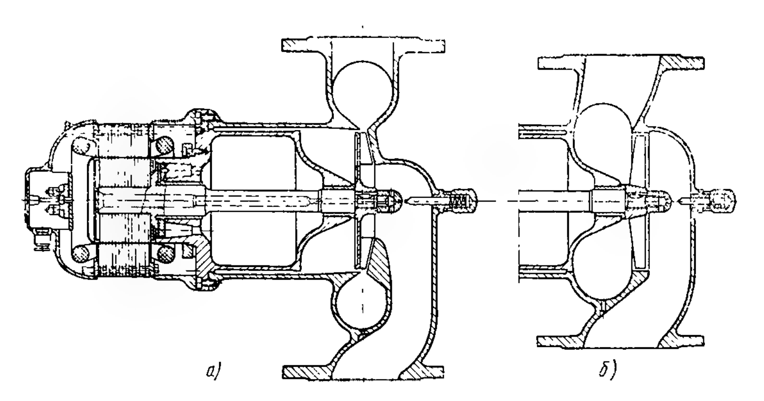
а

Фиг. 314. Нагнетатель для наддува авиадвигателей со сдвоенной приводной гидромуфтой *а*, производительность 1,8 *м³/сек*, напор 8700 *м* при 27 000 об/мин.

Фиг. 315. Насос со спиральным кожухом и осевым всасывающим патрубком.

б) Насосы без выходного направляющего аппарата (низкого давления). Эта конструкция является простейшей для центробежных насосов с односторонним всасыванием и соответственно пользуется наибольшим спросом; применяется она в широком диапазоне удельных чисел оборотов n_q от 10 до 100 ($n_s = 36 \div 365$). Наиболее часто применяют эту схему для машин с низким удельным числом оборотов, несмотря на то, что в этом случае было бы более выгодно использовать насосы с выходным направляющим аппаратом.

На фиг. 315 показан насос с осевым всасывающим патрубком и спиральным кожухом, укрепленным на фланце к подшипниковой



Фиг. 316. Насос без уплотнений на валу для центрального отопления с мокрым короткозамкнутым ротором, но с сухой статорной обмоткой:

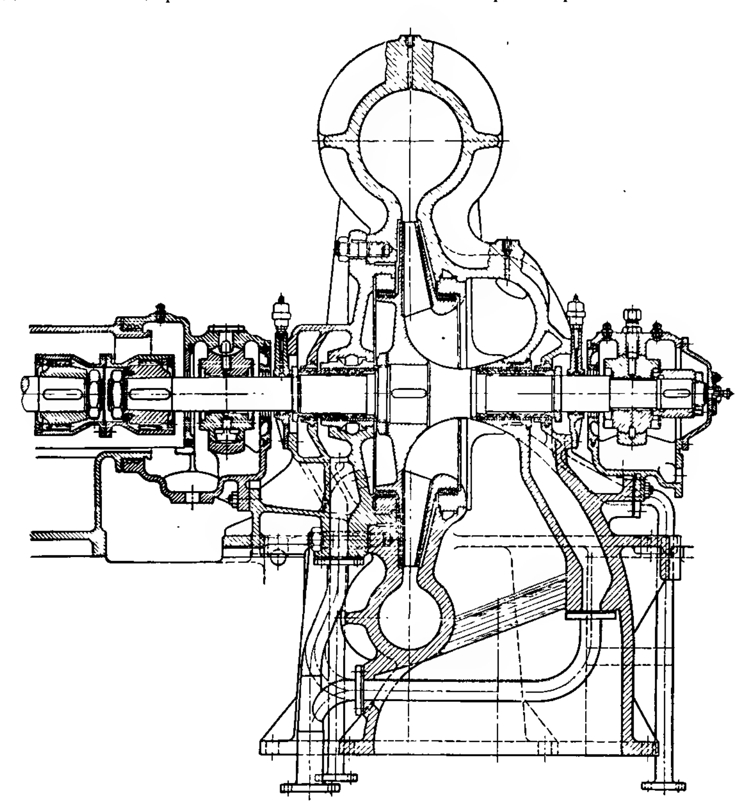
а — тихоходное насосное колесо для больших гидравлических сопротивлений; *б* — быстроходное насосное колесо для малых гидравлических сопротивлений.

стойке. Благодаря этому его можно устанавливать соответственно расположению присоединяемых трубопроводов. При ширине нагнетательного патрубка более 100 *мм* у спирального кожуха делают опорные стойки. Осевое давление рабочего колеса уравновешивается за счет отверстий во втулке и наличия второго уплотнительного кольца. Доступ воздуха в сальники предотвращается подачей в них воды под давлением, которая служит также для охлаждения сальника. При подаче загрязненной жидкости в кольцевую камеру сальника подводится снаружи чистая вода. Учитывая невысокое удельное число оборотов, следует отметить двоякую кривизну лопаток.

На фиг. 316, *а* показан насос с электродвигателем в одном корпусе без сальников. Эта конструкция предназначена для использования в качестве циркуляционного насоса центрального отопления. Его можно установить в любой имеющейся системе без изменения направления прокладки трубопроводов. Короткозамкнутый ротор электродвигателя находится в воде, как у подводных насосов (см. конец раздела 108), но статорная обмотка работает в сухом состоянии, потому что она отделена от ротора тонкостенной трубой. Подшип-

ники смазываются перемещаемой водой, которая отводится через пустотелый вал насоса. Осевое давление в значительной степени компенсировано.

Вентилятор для циркуляции газа с литым корпусом и с двумя подшипниками, расположенными по обе стороны рабочего колеса,



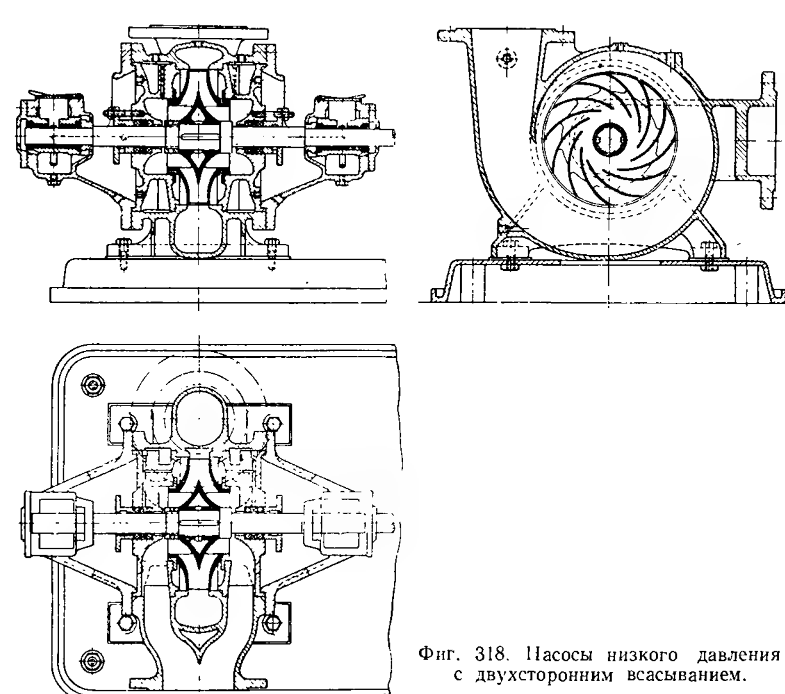
Фиг. 317. Газодувка на 250 000 нормальных *м³/час* при 4150 об/мин при удельном объеме 1 *м³/кг*; повышение давления с 8,5 *ата* при 30° до 10 *ата*.

показан на фиг. 317. Остаточное осевое давление здесь очень незначительно благодаря наличию уплотнения на задней стороне колеса и может восприниматься заплечиками вала у подшипника на правой стороне.

Утечка газа через зазоры в месте прохождения вала предотвращается лабиринтным уплотнением и промежуточным отводом утечки газа между двумя секциями уплотнения.

Здесь следовало бы рассмотреть также обычные рыночные вентиляторы, но они не представляют подходящего учебного материала из-за несовершенства в аэродинамическом отношении.

Двухстороннее всасывание связано с менее выгодными условиями втекания потока и создает значительно более высокие требования к конструкции корпуса. Поэтому такие конструкции, несмотря на компенсацию осевого давления, имеют в настоящее время второ-

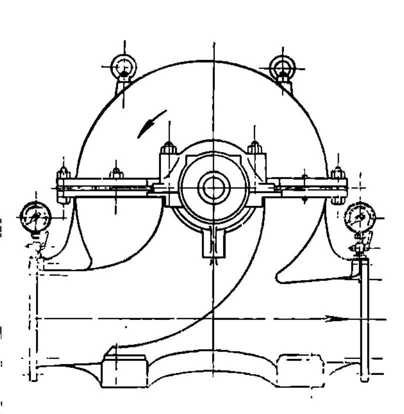


Фиг. 318. Насосы низкого давления с двухсторонним всасыванием.

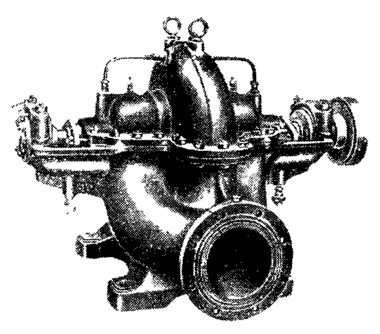
степенное значение. Для того чтобы в таких насосах избежать отсоединения всасывающего трубопровода при демонтаже насоса, направляющие каналы должны проходить через корпус и крышки, как показано в конструкции насоса (фиг. 318). Крышки укреплены на подшипнике с помощью фланцев и уплотнены круглым резиновым шнуром. Как и на фиг. 311, корпус выполнен совершенно симметрично относительно средней плоскости так, что его можно приспособить к любому направлению вращения.

На фиг. 319, 320 и 321 показан водяной насос для станции водоснабжения с двухсторонним всасыванием с горизонтальным разъемом корпуса. Здесь всасывающий и напорный трубопроводы присоединяют к нижней части кожуха, чтобы не нужно было их отъединять при демонтаже. Корпус на фиг. 319 защищен от быстрого износа

Фиг. 319. Продольный разрез насоса.



Фиг. 320. Вид сбоку.

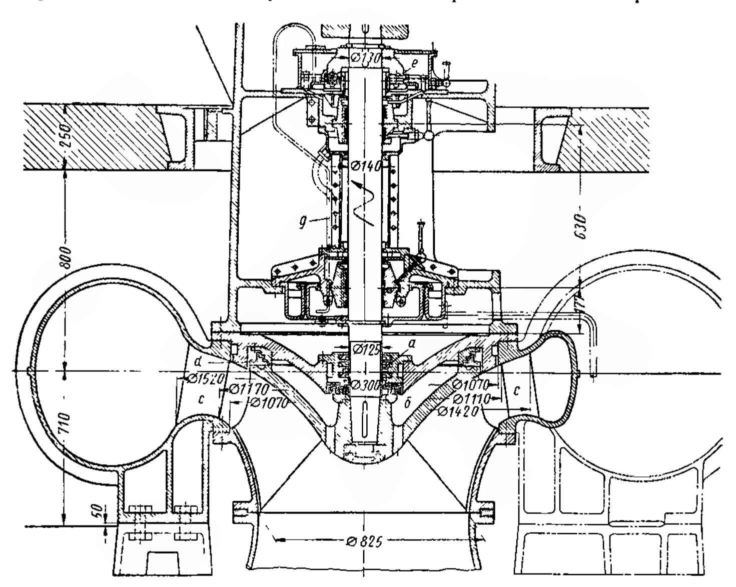


Фиг. 321. Общий вид насоса низкого давления с горизонтальным разъемом, с двухсторонним всасыванием. Диапазон производительности от 180 до 6000 *м*³/*час* при напоре от 10 до 80 *м* и числе оборотов от 600 до 1740 об/мин.

с помощью специальных встроенных диафрагм из специальных материалов. При больших подачах двухсторонние всасывающие патрубки делаются не в корпусе, а осуществляются в виде подводящих колен (см. фиг. 323).

106. ВИНТОВЫЕ И ОСЕВЫЕ НАСОСЫ

На фиг. 322 показан водяной насос для неочищенной воды с вертикальным валом и односторонним всасыванием. Перед сальником *a* с графитовыми кольцами установлен лабиринт *b*. Вес воспринимается

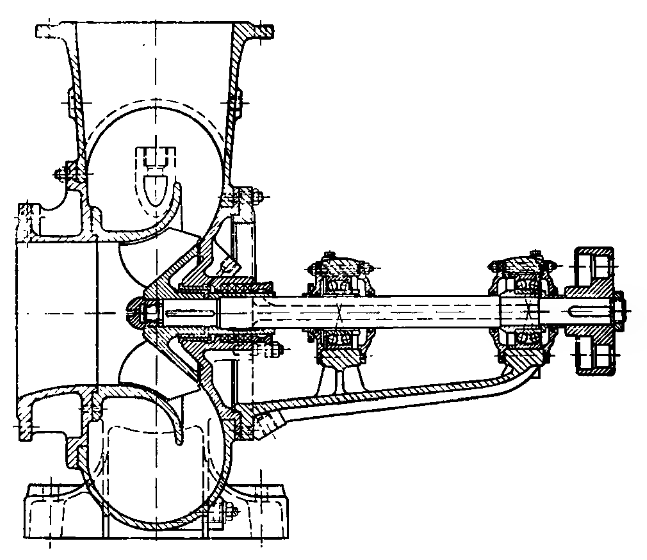


Фиг. 322. Водопроводный винтовой насос для неочищенной воды. Производительность 1,950 $м^3/сек$, $H = 10$ *м*, $n = 355$ об/мин.

поперечными лопатками *c*, которые гидравлически не работают при нормальном расходе. Уплотнительное кольцо *d* на задней стороне рабочего колеса расположено на наружной окружности с целью уменьшения осевого давления. Последнее воспринимается сегментным подшипником *e*, который вместе с двумя направляющими подшипниками смазывается маслом из масляной камеры *f*, вращающейся заодно с валом; масло подается динамическим напором по трубке *g*.

У конструкции, изображенной на фиг. 323, всасывающая способность увеличена благодаря двухстороннему всасыванию и тем самым оправдана большая длина вала. Характеристики этих насосов имеют форму, изображенную на фиг. 258 для быстроходных машин. Насосы с лопатками Лавачека изготовляются фирмой Вайсе Зене, согласно фиг. 324.

Фиг. 323. Виитовой радиальный насос с двусторонним всасыванием.



Фиг. 324. Винтовой насос с лопатками Лавачека и безлопаточным диффузором на выходе рабочего колеса.

Напорные характеристики здесь также являются крутопадающими. Следует отметить применение безлопаточного направляющего аппарата в корпусе, выполненном в виде тела вращения. Кольцевое пространство кожуха располагается возможно ближе к оси, чтобы избежать больших сечений, так как скорость растет по направлению к оси согласно закону площадей, а у этих быстроходных машин момент количества движения на выходе из рабочего колеса $r_2 c_{3u} - \frac{gH_{th}}{\omega}$ сравнительно мал. Аналогичные машины изготовляются также другими фирмами. Для винтовых [1] насосов применяются различные формы лопаток, в зависимости от условий работы. Рабочее колесо, изображенное на фиг. 325, следует применять в случае большой высоты всасывания благодаря большой рабочей поверхности лопатки. В противоположность этому, рабочее колесо, изображенное на фиг. 326, следует рассматривать как явно выраженное быстроходное колесо благодаря малому числу сравнительно коротких лопаток; по своим свойствам оно приближается к коническому осевому насосу. Но по сравнению с осевым пропеллером эти колеса имеют еще то преимущество, что подача не обрывается при частичной нагрузке. Червячная форма колеса, изображенная на фиг. 325, обеспечивает также самовсасываемость у этого типа насосов (всасывающая труба при этом снабжается сифоном), в особенности тогда, когда длина лопаток увеличена за счет их числа. При больших расходах, например, в случае водоснабжения, радиальный отвод воды из рабочего колеса создал бы чересчур большое сечение спирали. Поэтому стремятся использовать осевой направляющий аппарат и тем самым приходят к винтовому насосу со схемой, которая рассматривалась в разделе 57 и представляет в сущности переход к чисто осевым насосам. На фиг. 327 показан вертикальный насос этого типа, который был предназначен для шлюза на канале Весель-Даттэль. Следует отметить, что рабочее колесо привернуто к втулке, чтобы разгрузить лопатки от напряжений, возникающих при литье.

На фиг. 328 изображена конструкция насоса с горизонтальным валом, причем корпус имеет разъем по средней горизонтальной плоскости.

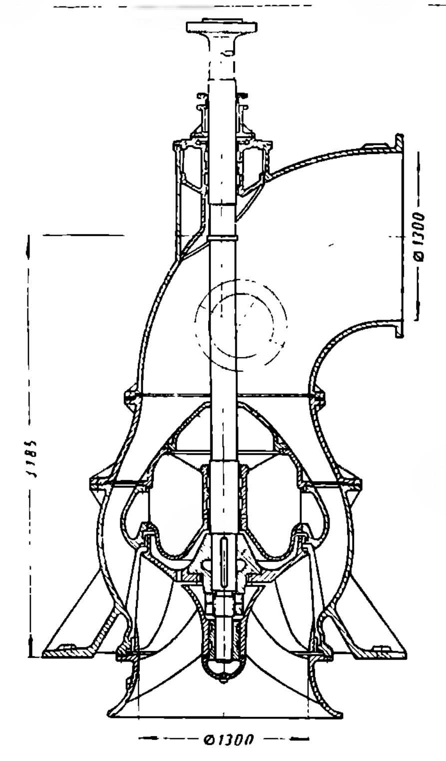
Для водооткачивающих систем предпочитают применять насосы с вертикальным валом, потому что в этом случае можно рабочее колесо погрузить в воду, благодаря чему облегчается как запуск, который должен производиться всегда при открытой заслонке, вследствие высокого расхода мощности при нулевой подаче, так и создание условий симметрического притекания.

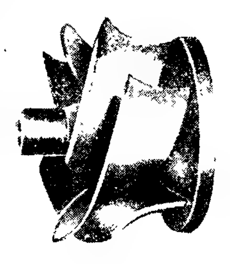
На фиг. 329 показан пропеллерный насос, у которого вал окружен защитной втулкой. Кроме того, во всасывающей полости расположен обтекатель, который затрудняет подсасывание вихревых шнуров в рабочее колесо, вызывающих неспокойный ход машины. Подобные

[1] Такие насосы иногда называют «шнековыми». *Прим. ред.*



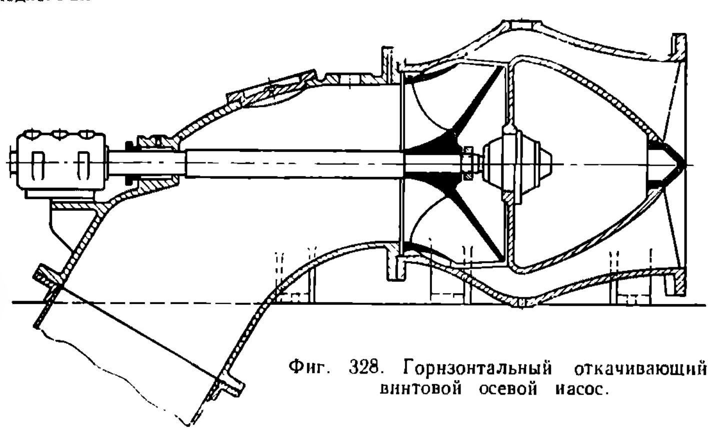
Фиг. 325. Колесо самовсасывающего винтового насоса.





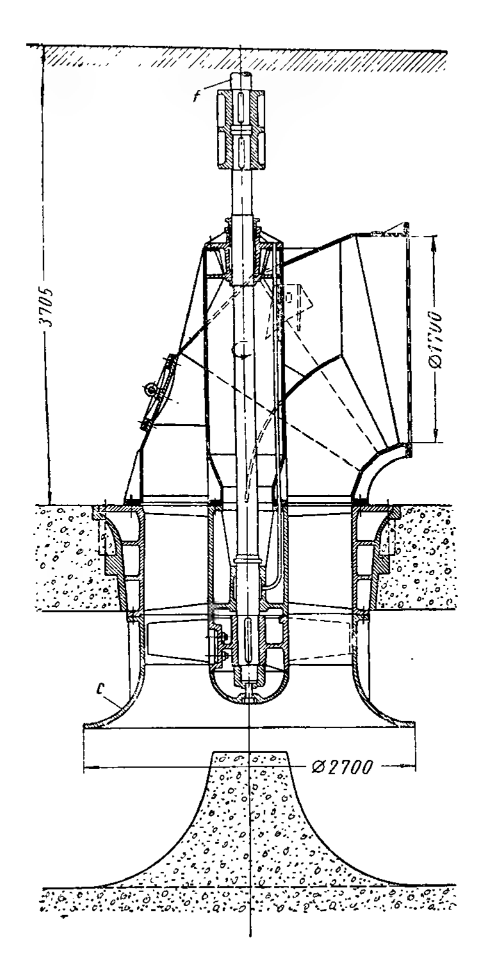
Фиг. 326. Колесо быстроходного винтового насоса.

Фиг. 327. Вертикальный откачивающий винтовой осевой насос.



Фиг. 328. Горизонтальный откачивающий винтовой осевой насос.

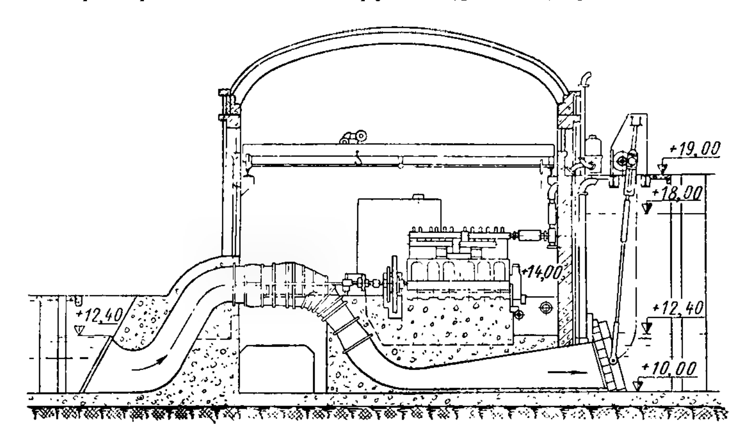
вихревые шнуры могут возникать по оси большой всасывающей трубы, когда втекающая вода по каким-либо причинам приобретает вращательное движение, например, вследствие отсутствия симметрии



Фиг. 329. Осевой насос на 30 000 $м^3$/*час* при 2,6 *м* и 200 об/мин.

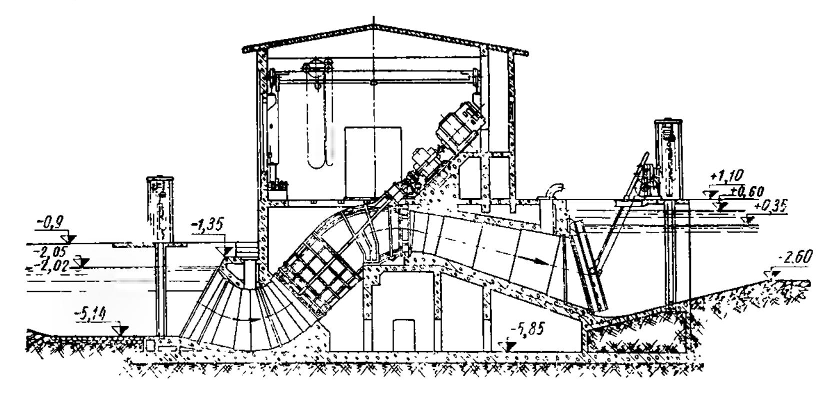
в камере всасывания. При большой ширине всасывающей трубы крутка потока на входе легко достигает такого значения, что возможно образование воздушных воронок и тем самым возникновение кавитации.

Наклонные конструкции, как показано на фиг. 331, применяются тогда, когда хотят избежать необходимости подсасывания воды, неизбежной при горизонтальной конструкции (фиг. 330) при малой высоте



Фиг. 330. Осевой насос с дизельным приводом в сифонной установке

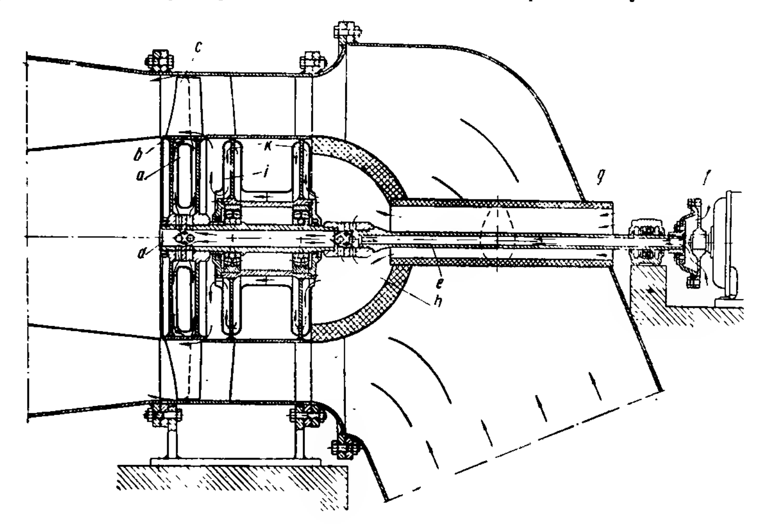
напора; наклонная конструкция сочетает наиболее благоприятное направление воды с постоянной готовностью к эксплуатации.



Фиг. 331. Наклонное расположение осевого насоса.

Наклонно расположенный корпус имеет разъем по средней плоскости [384]. У таких откачивающих насосов важно обеспечить незначительные потери во входном и выходном трубопроводах посредством пологого изгиба на всасывании и плавного расширения на выходе из насоса.

На фиг. 332 показана осевая газодувка для газов с высокими температурами до 600°, у которой (соответственно случаю V фиг. 173 и дополнительному анализу в разделе 69) направляющий аппарат расположен перед рабочим колесом [385]. Привод осуществляется



Фиг. 332. Осевая газодувка для горячего газа, в компоновке направляющий аппарат—рабочее колесо.

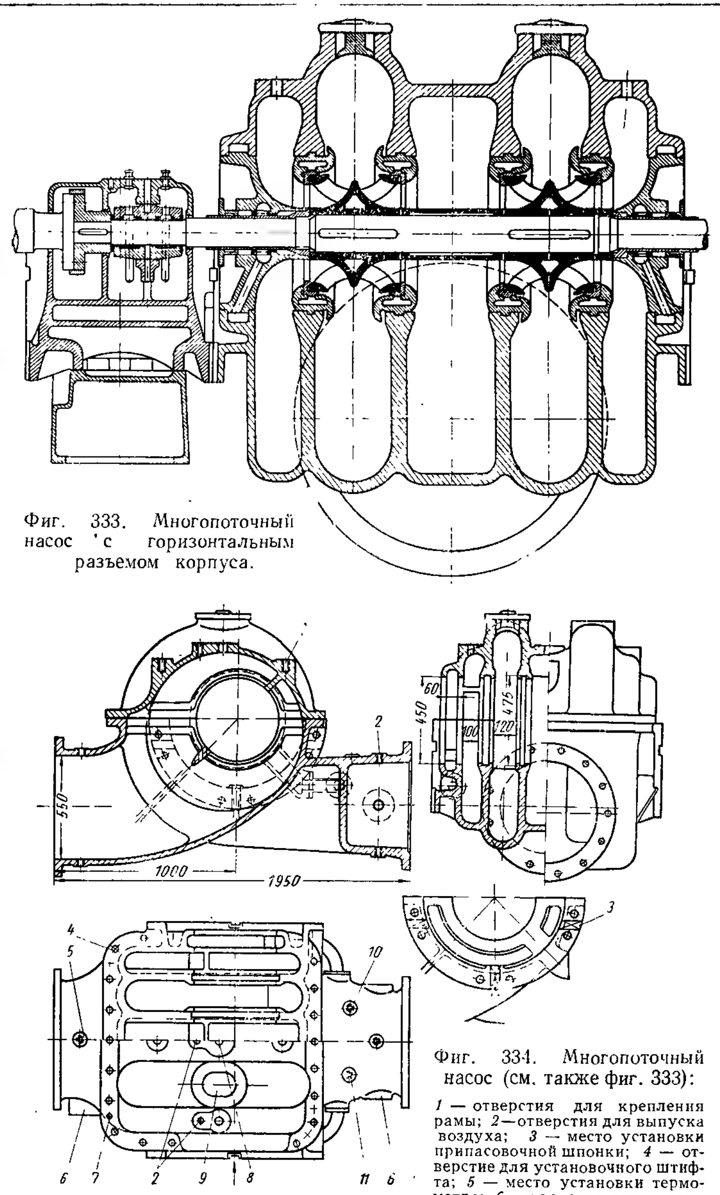
через пустотелую рессору *e*. Учитывая очень высокую температуру газов, подшипники охлаждаются свежим воздухом, который всасывается вспомогательными радиальными лопатками *a*, расположенными в полой втулке, частично по оси вала через полую втулку муфты *f*, частично — через изолирующий кожух приводной рессоры благодаря пониженному давлению на всасывании газодувки.

107. МНОГОПОТОЧНЫЕ НАСОСЫ

Высокая быстроходность может быть достигнута также с помощью многопоточной конструкции. Удельное число оборотов растет тогда в соответствии с уравнением (4. 2) раздела 27 пропорционально корню квадратному из числа частичных потоков [386], [387], [388], [389].

На фиг. 333 показан многопоточный насос АЕГ с двумя двойными колесами, который предназначен для подачи холодной воды к конденсаторам турбинной установки; с одной стороны этот насос соединен с небольшой приводной турбиной, а с другой стороны — с воздушным и конденсатным насосом.

На фиг. 334 показан корпус с разъемом по средней плоскости, потому что разборка возможна только в вер-



Фиг. 333. Многопоточный насос с горизонтальным разъемом корпуса.

Фиг. 334. Многопоточный насос (см. также фиг. 333):

1 — отверстия для крепления рамы; *2*—отверстия для выпуска воздуха; *3* — место установки припасовочной шпонки; *4* — отверстие для установочного штифта; *5* — место установки термометра; *6*—отверстия для охлаждения подшипников; *7* — место отжимного винта; *8* — место для наполнительной воронки; *9*— место установки манометра или вакуумметра; *10* — место установки манометра; *11* — место установки предохраиительного клапана.

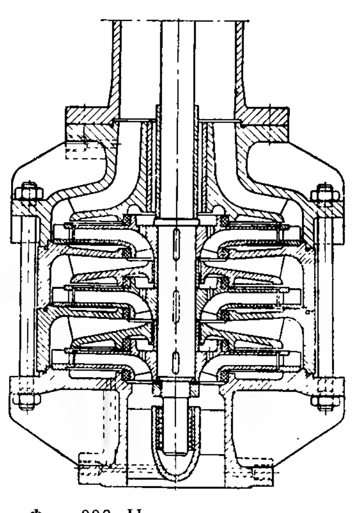
тикальном направлении. Крепление к фундаменту производится с помощью фланцев подшипника. Рабочие колеса разделены по средней плоскости вертикально к оси с целью облегчить изготовление. Несмотря на уменьшение n^2V, многопоточный насос может обладать повышенной склонностью к кавитации вследствие резкого изменения направления на 180° перед входом в рабочее колесо, что неизбежно, поскольку слишком длинные валы весьма нежелательны. Кроме того, разделение потока связано с ухудшением к. п. д. По этим соображениям многопоточная схема в значительной степени теряет свое значение. В настоящее время либо применяются формы колес повышенной быстроходности, например, осевые колеса, или в случае большой высоты напора, или, когда требуется хорошая всасывающая способность между быстроходным электродвигателем и насосом, устанавливают редуктор для снижения числа оборотов насоса в таком отношении, что было бы возможно применить нормальную конструкцию, или одно рабочее колесо с двойным всасыванием.

108. УТОПЛЕННЫЕ НАСОСЫ

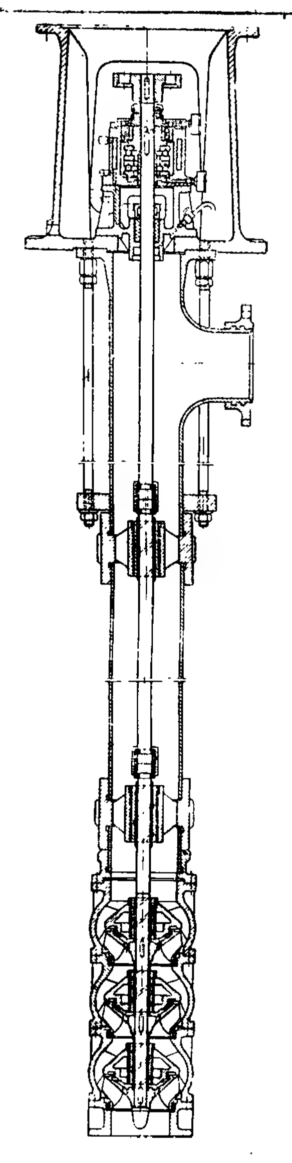
Если имеется достаточно места для установки вертикального насоса, то в основном их конструкция аналогична горизонтальным насосам. Об уравновешивании осевого давления сообщалось уже в разделе 103. На фиг. 335 показан одноступенчатый насос с двухсторонним всасыванием. Здесь упорный подшипник выполнен в виде шарикоподшипника, расположенного на нижнем конце вала. Если необходимо создать очень большой расход, то следует предпочесть одностороннее всасывание при вертикальной конструкции вследствие значительного упрощения подвода (дополнительные данные см. в работах [390], [391]).

Ввиду того что расходы на постройку каменной кладки для шахты очень велики, в настоящее время все большее значение приобретают утопленные насосы, у которых промежуточный вал вращается в напорном трубопроводе. Последний подвешен свободно на раме электродвигателя, следовательно, несет на себе также нагрузку от веса корпуса насоса и всасывающей трубы (см. фиг. 337). Наиболее выгодная ширина скважины, по данным Шульце [332], составляет от 100 до 350 *мм*. Следовательно, речь идет о том, чтобы по возможности уменьшить диаметр корпуса насоса, в то время как длина вала не ограничивается. Обычно радиальные насосы с отношением диаметров $D_2/D_1 = 1{,}8 \div 2$ можно применять по упомянутым выше причинам только в случае большого диаметра скважин; на фиг. 336 показана подобная конструкция [393]. При нормальной ширине скважины предпочитают в настоящее время применять коническую форму колес с полуосевой подачей воды, аналогично случаю, рассмотренному в разделе 57, причем вполне возможно создать достаточную длину лопаток даже при отношении диаметров 1,3 без конструктивных затруднений при выполнении направляющих лопаток (фиг. 337).

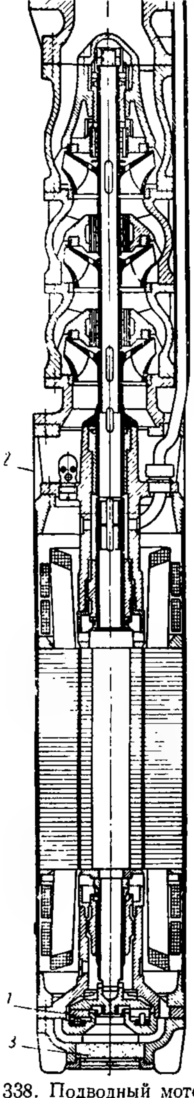
Фиг. 335. Вертикальный насос низкого давления с двухсторонним всасыванием на 60 $м^3/мин$ при 10 *м* и 490 об/мин.



Фиг. 336. Насос для скважины с радиальными колесами.



Фиг. 337. Глубинный насос с диагональными рабочими колесами и осевыми направляющими аппаратами.



Фиг. 338. Подводный мотор, заполненный жидкостью, с водостойкой изоляцией проводов обмотки статора:

1 — сегментный подшипник с водяной смазкой; *2* — всасывающее отверстие; *3* — керамический фильтр.

Можно видеть, что сумма углов отклонения меридионального потока воды здесь составляет только половину угла при радиальном всасывании. Кроме того, следует упомянуть о надежных направляющих промежуточных втулках вала каждой отдельной ступени; в случае содержания песка в воде они изготовляются из специальной дорогой резины; резиновый слой втулок снабжается глубокими спиральными смазочными желобками; ввиду того, что железо подвергается действию серы вулканизированной резины, рабочие поверхности вала защищаются бронзовыми втулками.

Вследствие того что вертикальный трубопровод ослабляется на своем верхнем конце из-за боковых патрубков, в то же время в этом месте должна восприниматься нагрузка от его собственного веса, веса насоса и давления воды, необходимо трубопровод в этом месте при большей глубине погружения насоса укреплять стяжными болтами. Это упрочение отпадает, когда отвод осуществляется с помощью колена, устанавливаемого на раме электродвигателя. Применение описанных утопленных насосов с промежуточным валом рационально в настоящее время до глубин 12 *м*. Выше этого значения следует использовать утопленные насосы [395], [396], у которых электродвигатель непосредственно соединен с насосом без длинного промежуточного вала, т. е. расположен в скважине и работает ниже уровня всасываемой воды. Сам насос в основном сохраняет рассмотренную выше конструкцию (фиг. 338). Основная трудность в случае применения электропривода состоит в защите обмоток от проникновения воды. Уплотнение с помощью сальников очевидно недостаточно, тем более, что температура электродвигателя во время работы выше температуры нерабочего состояния и, следовательно, имеют место периодические термические деформации его. Ротор электродвигателя может работать либо в закрытом воздушном пространстве (сухой мотор), причем основная трудность состоит в устранении утечек воздуха, или может омываться перемещаемой водой; тогда необходимо обратить особое внимание на трение жидкости и ротора и в особенности на защиту статорной обмотки (мокрый мотор). Дальнейшие подробности по этому вопросу можно найти в соответствующей литературе [395], [396].

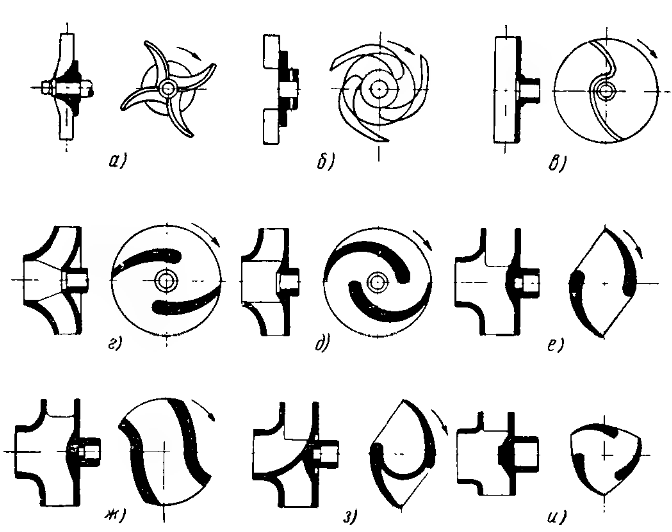
В последнее время утопленные двигатели выполняются также в виде водяной турбины [397], как это, между прочим, применялось уже 30 лет тому назад (см. 1-е издание настоящей книги фиг. 285 и 2-е издание, стр. 405).

109. НАСОСЫ ДЛЯ ГРЯЗНОЙ ВОДЫ И КИСЛОТ

Здесь следует упомянуть о конструкциях, особенности которых обусловлены свойствами перемещаемой среды. Влияние перемещаемой среды на характеристику рассматривалось в разделе 93.

а) **Насосы для грязной воды** [398]—[406]. При перекачивании грязной воды необходимо позаботиться о том, чтобы в насосе не имели возможности осаждаться крупные посторонние частицы, содержащиеся

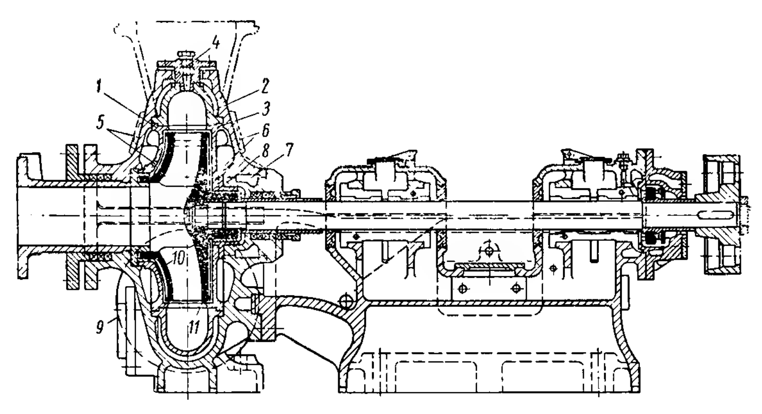
в воде. Поэтому сечения для потока воды должны быть по возможности большими, следовательно, число лопаток —низким. По этим же соображениям исключаются направляющие лопатки. Аналогично следует избегать по возможности применения многоступенчатой или многопоточной схемы. Вал насоса вообще не должен приходить в соприкосновение с перемещаемой средой, потому что вал либо легко истирается, либо покрывается волокнистыми составными частями. Вследствие этого предпочитают также применять рабочее колесо с одио-



Фиг. 339. Формы рабочих колес, обычно применяемых в грязевых насосах для перекачивания сточных вод.

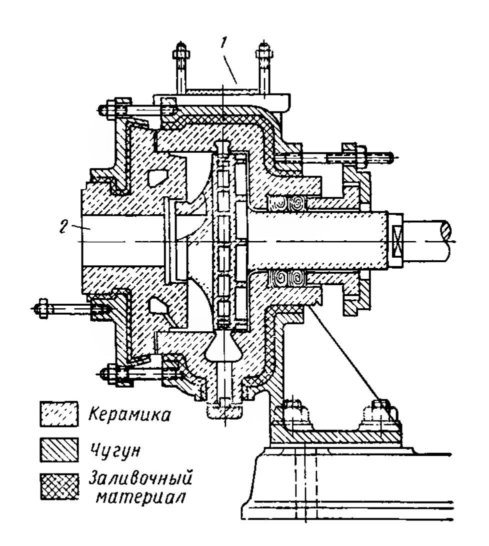
сторонним всасыванием. Если невозможно избежать двухстороннего всасывания или подшипников на обеих сторонах, то рекомендуется защитить вал трубой, которая не участвует во вращательном движении. Другое важнейшее условие состоит в легкой доступности всех внутренних частей. Поэтому необходимо предусмотреть легко доступные отверстия для очистки. Свойства перемещаемой жидкости влияют на форму входного конца лопаток в том отношении, что тупые лопатки менее легко изнашиваются и, следовательно, сохраняют свою форму, когда примеси оказывают сильное механическое или химическое воздействие. При подаче волокнистых веществ часто перед острыми лопатками устанавливают отделитель с острыми кромками, который разрезает волокна, застрявшие на нем.

Фиг. 339 дает представление о многообразии применяемых форм рабочих колес для этой цели. При перемещении жидкости, которая вызывает сильный механический износ, например, содержащей золу, шлак, мергель, песок (баггерные или пульповые насосы), корпус насоса снабжается броней чтобы защитить его от сильного



Фиг. 340. Шлаковый насос:

1, 2 и *3* — защитные (от износа) стенки; *4* — выпуск воздуха; *5, 6* — подача промывочной воды; *7* — подача уплотнительной воды для сальников; *8* — уплотнительная втулка; *9* — крышка для очистки; *10* и *11* — лопатки (ребра) на наружной стороне покрывных дисков.



Фиг. 341. Керамический кислотный насос:

1 — напорный патрубок; *2* — всасывающий патрубок.

износа (фиг. 340). В сальники, иногда также в зазор рабочего колеса, подводится чистая вода, поскольку это допускается местными условиями. На фиг. 340 эти места разгружены, кроме того, отбойными лопатками *10* и *11*, которые расположены на наружных стенках колеса.

б) Кислотные иасосы. При подаче кислот речь идет о том, чтобы все части, соприкасающиеся с перемещаемой средой, включая вал, защитить материалом, который не подвергается воздействию среды. Для этой цели, например, используется свинец или резина. Часть корпуса насоса рабочего колеса изготовляется целиком из кислотостойкого материала. Применение керамических материалов позволяет создать особенно высокую степень кислотостойкости, так как керамика выдерживает все кислоты, исключая плавиковую кислоту, обладая в то же время значительной прочностью на сжатие, примерно, до 7000 *кг/см*^{2}. При этом из керамики изготовляют все внутренние части, включая вал и рабочее колесо (фиг. 341). Корпус укрепляется снаружи чугунной броней. Следует, однако, иметь в виду, что значительные температурные колебания затрудняют применение керамики. Особенно важное значение приобретает уплотнение сальников кислотных насосов; во время работы (вращения) насосов для этой цели используются отсасывающие действия уже упомянутых отбойных лопаток; в неподвижном состоянии уплотнение в ряде случаев обеспечивается осевым смещением ротора.

ГЛАВА XIV

МНОГОСТУПЕНЧАТЫЕ КОМПРЕССОРЫ

При умеренном сжатии газа способ расчета машины аналогичен расчету водяных насосов, но при высоких степенях сжатия, которое в особенности достигается при многоступенчатой конструкции, необходимо принять во внимание ряд новых моментов. Поэтому расчет многоступенчатых компрессоров излагается в этой отдельной главе.

110. ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОТЫ ТРЕНИЯ (СРАВНЕНИЕ К. П. Д. ПРИ ПОДАЧЕ ГАЗА И ВОДЫ)

а) Влияние нагрева газа из-за теплоты трения. Диаграмма μ. Как уже сообщалось в разделе 6, внутренние потери вызываются нагревом газов и тем самым увеличивают работу на чистое сжатие; процесс сжатия с подогревом противоположен процессу с охлаждением, при котором наблюдается уменьшение потребляемой работы. Это влияние становится особенно заметным при высокой степени сжатия.

Рассмотрим в диаграмме Pv работу адиабатического сжатия на последовательных ступенях неохлаждаемого компрессора (площадки $AB'DG$, $BC'JD$ и т. д. на фиг. 342); можно видеть, что их сумма больше работы адиабатического сжатия H на 1 *кг* (площадь $AE''FG$) на величину работы, которая характеризуется заштрихованным участком при заданной степени сжатия (суммарном отношении давления) компрессора; адиабату при этом необходимо отнести к данному начальному состоянию, т. е. к точке A для всего компрессора и промежуточным состояниям B, C на отдельных ступенях, которые лежат справа от адиабаты AE'. Следовательно, имеем

$$\sum \Delta H = \mu H, \qquad (14.1)$$

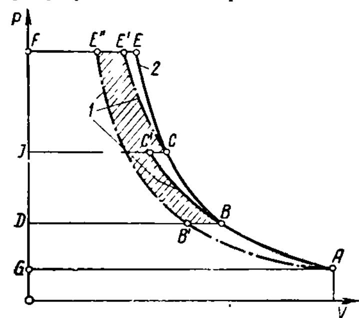
где μ учитывает увеличение работы адиабатического сжатия, обусловленное теплотой трения и, следовательно, больше единицы. Увеличение работы на чистое сжатие из-за теплоты трения видно также по диаграмме TS, потому что изобары на этой диаграмме (в области постоянных значений теплоемкости c_p), совмещаемые при горизонтальном смещении, изгибаются вверх так, что одними и теми же изобарами отрезаются все большие отрезки от вертикали, отклоняемой вправо.

«Коэффициент дополнительной работы» можно выразить следующим образом на основании диаграммы Pv.

$$\mu = \frac{\sum \Delta H}{H} = \frac{\text{площадь } AБ'BC'CE'FG}{\text{площадь } AE''FG}. \qquad (14.2)$$

С другой стороны, суммарная внутренняя работа равняется простой сумме внутренней работы ступеней, т. е. $H_i = \sum \Delta H_i$.

Приращение общей работы адиабатического сжатия из-за теплоты трения на предыдущих ступенях влечет за собой существенное последствие, состоящее в том, что внутренний к. п. д. всего компрессора ухудшается по сравнению с средним к. п. д. отдельных ступеней.



Фиг. 342. Потери, связанные с теплоподводом за счет гидравлических потерь. Заштрихованные участки означают приращение суммарной затрачиваемой внутренней работы вследствие подвода тепла гидравлических потерь:

1 — адиабата; 2 — сжатие при наличии трения.

$$(\eta)_{общ} = \frac{H}{H_i} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{\sum \Delta H}{\sum \Delta H_i}. \qquad (14.3)$$

Если принять одинаковым перепад ΔH на каждой ступени, причем в случае постоянного к. п. д. на каждой ступени остается также одинаковой внутренняя работа ΔH_i ступени, то будем иметь

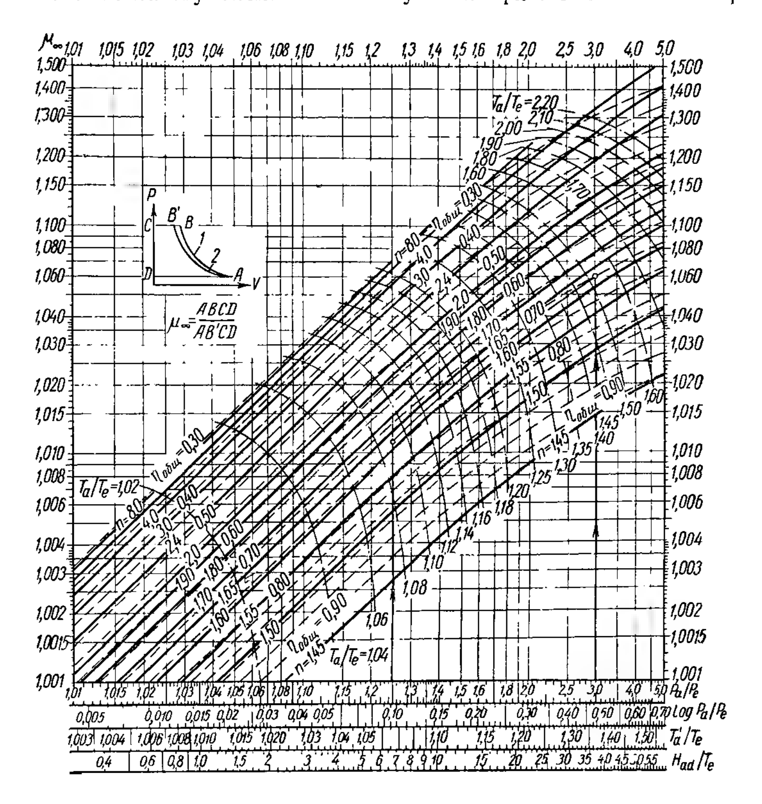
$$\frac{\sum \Delta H}{\sum \Delta H_i} = \frac{\Delta H}{\Delta H_i} = (\eta_i)_{ступ}. \qquad (14.4)$$

Отсюда согласно равенству (14. 3)

$$(\eta_i)_{общ} = \frac{1}{\mu}(\eta_i)_{ступ}. \qquad (14.5)$$

Очевидно такое же соотношение применимо к гидравлическому к. п. д. η_h. «Коэффициент дополнительной работы» μ согласно выражению (14. 2) тем больше, чем ниже к. п. д., чем выше ожидаемая степень сжатия и больше число ступеней. Отсюда понятно, почему общий к. п. д. ухудшается с увеличением степени сжатия. Как видно на фиг. 342, теплота трения увеличивает адиабатическую работу сжатия ΔH ступени. Так как эта величина кладется в основу расчета компрессора, то при более высокой степени сжатия неохлаждаемого компрессора необходимо учитывать «коэффициент дополнительной работы» μ, что учитывается также и при расчете паровых турбин, но с противоположным знаком. Для облегчения расчета значения названного коэффициента приводятся для двухатомных газов, т. е. при $\chi = c_p/c_v = 1{,}4$, в виде диаграммы [409] (формулы, необходимые для построения диаграмм, приведены в 3-м издании настоящей книги); названная диаграмма изображена на фиг. 343; о ее построении необходимо сделать следующие пояснения. Чем больше ступеней применяется для создания требуемой высоты напора, тем меньше незаштрихованные участки на фиг. 342, например, $BC'C$

и тем больше значение коэффициента μ в соответствии с выражением (14. 1). Диаграмма строилась из предположения бесконечно большого числа ступеней. В этом случае на фиг. 342 исчезают тре-



Фиг. 343. Диаграмма коэффициента μ дополнительной затраты работы и показателя степени n при различных отношениях давлений P_{II}/P_I. Числовой пример в тексте. В тексте повсюду индекс e заменен на I, индекс a — на II:

1 — политропа; 2 — адиабата.

угольные площадки вдоль адиабаты и, следовательно, получаем

$$\mu_\infty = \frac{\text{площадь } AEFG}{\text{площадь } AE''FG} = \frac{H_{pol}}{H}. \qquad (14.6)$$

По этому значению коэффициента дополнительной работы μ определяется значение, соответствующее действительному числу ступеней с помощью отношения

$$\mu = \frac{\mu_\infty}{(\mu_\infty)_{cmyn}}, \qquad (14.7)$$

где $(\mu_\infty)_{cmyn}$ представляет значение μ_∞, соответствующее отдельной ступени. При этом исходили из предположения, что отдельные ступени вновь разделены на бесконечно большое число ступеней, к. п. д. которых определяется из уравнения (1. 38) или (14. 9а), так как $\eta_{i\infty} = (\eta_i)_{pol}$.

Рассматриваемая диаграмма состоит как из линий одинакового показателя n кривой состояния политропического сжатия, так и из линий одинакового внутреннего общего к. п. д. $\eta_{i\,общ}$ неохлаждаемого компрессора, причем значения «коэффициента дополнительной работы» μ нанесены по ординате (в логарифмическом масштабе), а отношение давления p_{II}/p_I — по абсциссе. Оба семейства кривых различаются, потому что вдоль линий одинаковых n, следовательно, вдоль одинаковой политропы, общий к. п. д. $\eta_{i\,общ}$ уменьшается с ростом отношения давления. Особое значение этой диаграммы состоит в том, что она позволяет одновременно определить степень h, которая соответствует выбранному общему к. п. д. $\eta_{i\,общ}$ и данному отношению давления p_{II}/p_I. Это значительно облегчает работу, когда для изучения компрессоров используется показатель степени политропического сжатия. Для полноты на диаграмме нанесены также линии одинакового отношения температур

$$\frac{T_{II}}{T_I} = \left(\frac{p_{II}}{p_I}\right)^{\frac{n-1}{n}}. \tag{14.8}$$

Ниже горизонтальной оси дано это отношение для адиабаты, т. е. $n = \chi = 1{,}4$, следовательно T^2_{II}/T_I. Вычислено также значение $H_{a\partial}/T_I$ из уравнения (1. 12а), так что можно при заданном значении T_I и p_{II}/p_I рассчитать адиабатическую высоту напора $H_{a\partial}$.

Пример расчета: пусть дано общее отношение давлений $p_{II}/p_I = 3$ и общий внутренний к. п. д. $(\eta_i)_{общ} = 0{,}7$. Тогда непосредственно по диаграмме можно определить $\mu_\infty = 1{,}06$ и $n = 1{,}62$. Если предусматривается пять ступеней, то среднее отношение давлений (степень сжатия) на одной ступени $x = (p_{II}/p_I)^{\frac{1}{i}} = 3^{\frac{1}{5}}$; отсюда по логарифмической шкале, расположенной ниже абсциссы, можно определить значение 1,246. По ординате, соответствующей этому значению, в точке пересечения с линией уже известного показателя степени $n = 1{,}63$ отсчитывается значение $(\mu_\infty)_{cmyn} = 1{,}0112$ и отсюда получаем $\mu = 1{,}06/1{,}0112 = 1{,}048$. Средний к. п. д. ступени определяется также по кривой $(\mu_i)_{общ}$ (по последней найденной точке пересечения) которая равняется $(\eta_i)_{cmyn} = 0{,}737$. Тем самым нетрудно также проверить правильность определения с помощью соотношения $(\eta_i)_{cmyn} = \mu\,(\eta_i)_{общ} = 1{,}048 \cdot 7 = 0{,}734$. Далее определяем

$$\frac{T_{II}}{T_I} = 1{,}529; \quad \frac{T'_{II}}{T_I} = 1{,}37; \quad \frac{H}{T_I} = 37{,}9 \ \text{м/°К}.$$

б) Сравнение к. п. д. при подаче воды и сжатого воздуха. Приведенное выше расчетное значение $\eta_{i\infty}$ представляет ни что иное,

как к. п. д. при постоянном объеме перемещаемой среды, т. е. к. п. д. при подаче воды (жидкости) при предположении одинаковых треугольников скоростей и одинакового числа Рейнольдса. Приведенные выше выражения позволяют поэтому сделать важные заключения о к. п. д. при подаче сжатого газа по сравнению с подачей воды. Из выражения (14. 6) получается отношение между к. п. д. $(\eta_i)_{общ} = (\eta_i)_{газ}$ при подаче газа и к. п. д. $\eta_{i\infty} = (\eta_i)_{вода}$ для подачи воды, а именно

$$(\eta_i)_{газ} = \frac{(\eta_i)_{вода}}{\mu_\infty}. \tag{14.9}$$

Отсюда видно, что к. п. д. неохлаждаемого компрессора получается тем ниже по сравнению с к. п. д. при подаче воды, чем выше степень сжатия. Кроме того, можно установить, что количество ступеней не оказывает влияния на общий к. п. д., поскольку имеется в виду нагрев из-за теплоты трения. Следовательно, многоступенчатый компрессор может быть равноценным одноступенчатому. Он является точно одинаковым, когда одинаков показатель политропы. Очевидно $(\eta_i)_{вода} = (\eta_i)_{pol}$. В соответствии с уравнением (1. 38) можно вычислить также сравнительную величину $(\eta_i)_{вода}$ из равенства (когда известно n)

$$(\eta_i)_{вода} = \frac{n}{n-1} \cdot \frac{\chi - 1}{\chi}. \tag{14.9а}$$

Ухудшение к. п. д. у компрессоров по сравнению с водяными насосами вполне совпадает с опытными данными. Однако действительная разница между обоими к. п. д. больше, чем это дает выражение (14. 9), потому что в этом выражении не учитывается дальнейшее ухудшение к. п. д. вследствие сужения каналов на последних ступенях и связанное с этим изменение объема и, кроме того, не учитывается увеличение влияния зазоров и трения колеса. Это ухудшение во многих случаях компенсируется, когда приближаются к верхнему пределу числа Маха, потому что скорость звука растет с увеличением температуры газа и, следовательно, Ma на верхних ступенях меньше, чем на низших при равенстве скоростей газа. Если числа Рейнольдса не равны, то это обстоятельство может быть учтено уравнением (4. 32) раздела 32. Ввиду того что здесь речь идет о неохлаждаемом компрессоре, то $(\eta_i)_{газ}$ представляет внутренний адиабатический к. п. д. (см. раздел 5).

Выражение (14. 9) применимо соответственно также к гидравлическому к. п. д. η_h, так что коэффициент давления ψ в уравнении (3. 61) раздела 25 уменьшается с ростом давления нагнетания. При прочих равных условиях как η_h, так и ψ становится тем меньше, чем больше H или чем больше ΔH для отдельной ступени.

Об изменении к. п. д. при отклонении от расчетного числа оборотов или от начальной температуры, положенной в основу расчета, см. раздел 116 п. б, в и 117.

У охлаждаемых компрессоров рассмотренное выше влияние теплоты трения становится тем слабее, чем интенсивнее охлаждение,

но полностью оно исключается только при достижении изотермического сжатия. Вследствие неполноты охлаждения всегда наблюдается непрерывное ухудшение к. п. д. с ростом степени сжатия. Изотермический к. п. д., отнесенный к валу многоступенчатого компрессора с радиальными колесами, можно приблизительно считать равным

$$(\eta_i)_{is-k} = \frac{6}{7 - \frac{p_I}{p_{II}}} \eta_{вода}, \qquad (14.10)$$

где $\eta_{вода}$ вновь означает к. п. д. при подаче несжимаемой жидкости, например, воды; он увеличивается с увеличением размеров машины. При обычном для подачи сжатого воздуха отношении давлений $p_{II}/p_I = 7$ Хинц [410] дает следующие значения, пригодные для центробежных компрессоров (см. табл. 17).

Таблица 17

К. п. д. радиального компрессора

Расход при 1 *ата* в *м²/час*		1000	2000	5000	10 000	20 000	50 000	100 000
$(\eta_i)_{is-k}$	%	30	42	52	58	62	65	67
Расход энергии на муфте . . .	*квт-ч*/10 *м³*	1,77	1,26	1,02	0,91	0,86	0,82	0,79
К. п. д. электропривода	%	91	92	93	94	95	9,95	86
К. п. д. редуктора	%	97	97	97	97	—	—	—
Расход электроэнергии	*квт-ч*/10 *м³*	2,0	1,42	1,13	1,0	0,91	0,85	0,82

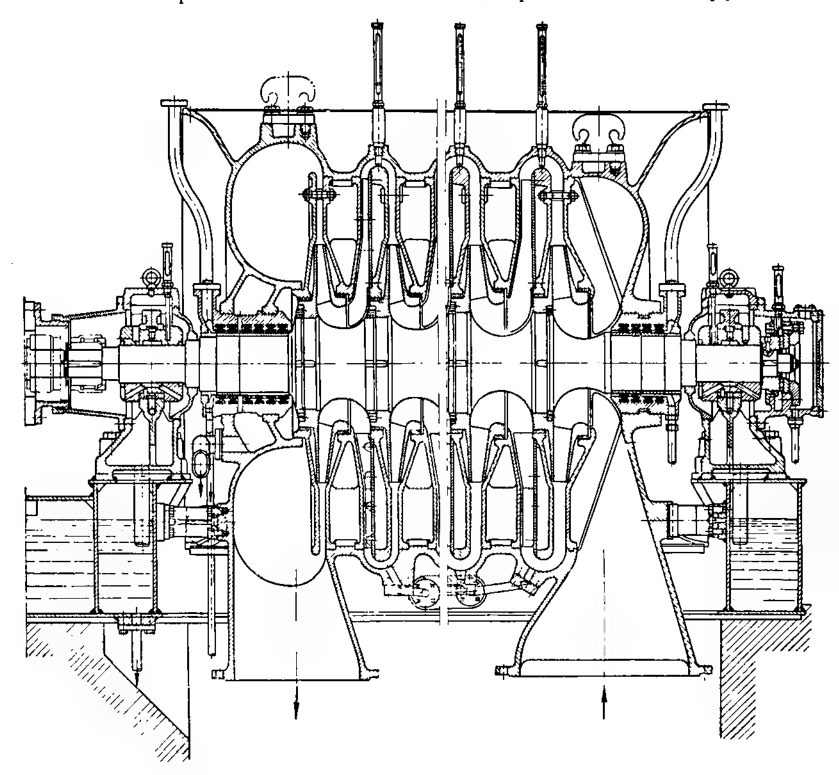
Отсюда видно очень значительное влияние размеров машины и больше, чем это можно было бы предположить на основании правил, изложенных в разделе 32а. Влияет, оказывается, не только число Рейнольдса, но и упрощение конструкции с уменьшением размеров машин, а также отклонение от подобия. У осевых компрессоров большой мощности удается получить в оптимальной точке более высокий к. п. д.

111. МНОГОСТУПЕНЧАТЫЙ НЕОХЛАЖДАЕМЫЙ КОМПРЕССОР

Охлаждение можно не применять при умеренной степени сжатия примерно до 3, а у нагнетателей для наддува авиамоторов и компрессоров для газовых турбин — до 5.

а) **Конструкция.** Решение о выборе одноступенчатой или многоступенчатой конструкции лучше всего принимать, исходя из коэффициента давления ψ (который можно определить для центробежных колес по кривой на фиг. 105), после того как была выбрана допустимая окружная скорость u_2 для данной конструкции колеса (см. раздел 119). Тогда высота напора, создаваемая одной сту-

пенью, будет равняться $\Delta H = \frac{\psi u_2^2}{2g}$. Для уменьшения потребного числа ступеней многоступенчатых компрессоров предпочитают применять высокие коэффициенты давления ψ. Поэтому в них еще несколько лет тому назад были распространены только центробежные колеса. На фиг. 344 и 345 показаны две различные конструкции [1].



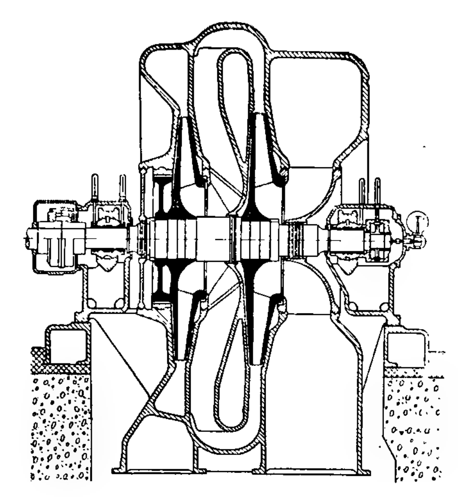
Фиг. 344. Семиступенчатый неохлаждаемый компрессор для пара с начальной температурой 25,5° (тепловой насос). Производительность 15 000 *кг/час* при $n = 1480/5350$ об/мин. Три средние ступени не показаны.

В последнее время все более широко применяют осевые конструкции (фиг. 346).

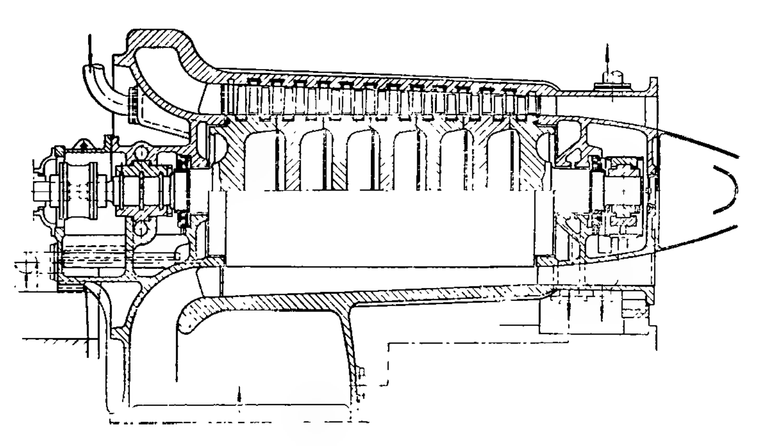
Исследованиями, которые производил уже 50 лет тому назад Парсон [412], в особенности после того, как был накоплен достаточный опыт создания сравнительно более трудно выполнимых осевых лопаток (см. главу 8), и был достигнут к. п. д., оптимальное

---

[1] См. также современную литературу по радиальным компрессорам, в особенности работу Клюге «Центробежные воздуходувки и компрессоры» [411].

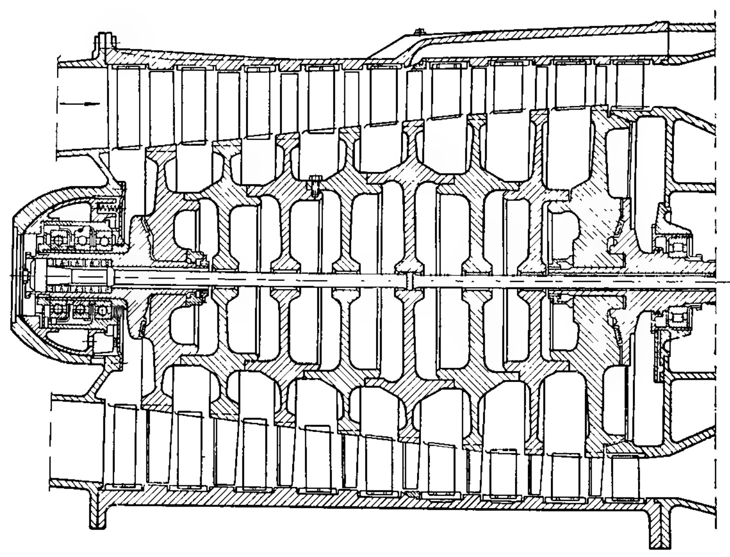


Фиг. 345. Двухступенчатая доменная воздуходувка с производительностью 45 000 до 60 000 $м^3/час$ при степени сжатия 2,2—2,5.



Фиг. 346. Осевая тринадцатиступенчатая воздуходувка.

значение которого было выше, чем у радиальных лопаток. Сниженный коэффициент давления ψ вызывает, конечно, необходимость увеличения числа ступеней. Это обстоятельство, однако, противопоставляется значительному уменьшению шага ступеней и более простой конструкции отдельных ступеней, так что вес и размеры конструкции значительно уменьшаются. Высокая всасывающая способность при осевом протекании позволяет давать большие расходы в одно-

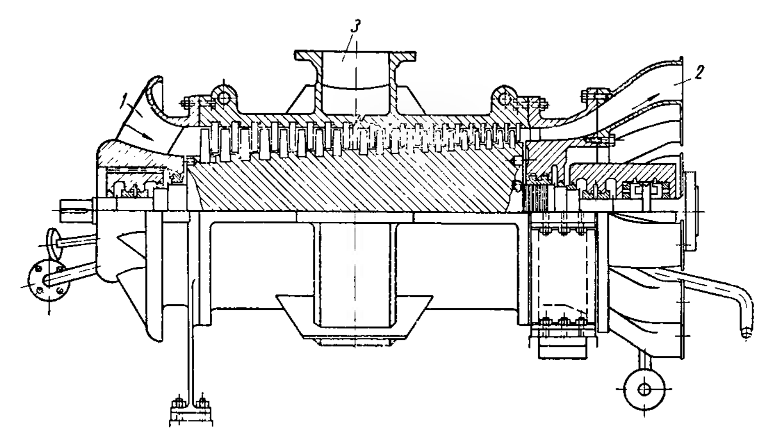


Фиг. 347. Осевой компрессор с высокой реактивностью дисковой конструкции для реактивного двигателя.

поточной схеме. Область их применения ограничивается из-за крутого падения к. п. д. по обе стороны от оптимальной точки, а также резкого снижения напорной характеристики срыва подачи при небольшом снижении расхода, хотя последний недостаток можно в значительной степени компенсировать установкой утилизационной турбины (см. фиг. 357). Малые потери при переходе от ступени к ступени в осевых компрессорах играют большую роль, особенно если не требуется промежуточного охлаждения.

Общая конструкция для случая радиального потока, как можно видеть, была разработана на основе контрукций водяных насосов. Наоборот, у многоступенчатых осевых компрессоров можно скорее отметить переход к конструкциям, типичным для паровых турбин. У обоих типов конструкций корпус всегда имеет разъем по горизонтальной средней плоскости, так что ротор можно вынуть вверх после снятия верхней части корпуса.

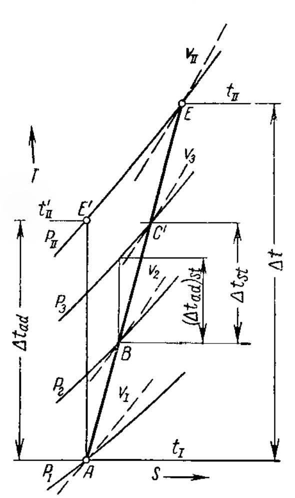
На фиг. 346—349 показаны типичные конструкции осевых компрессоров, причем на фиг. 346, 348 и 349 показана установка



Фиг. 348. Компрессор для локомотивной газовой турбины:
1 — вход воздуха; *2* — выход воздуха; *3* — перепуски воздуха.

Фиг. 349. Компрессор для локомотивной газовой турбины; $n = 7000$ об/мин мощность турбины 3000 *л. с.*

лопаток, как это давно используется у турбин, соответствующая реакции 50% (фиг. 173, случай II) в то время как конструкция, изображенная на фиг. 347, применима только при высоких степенях реакции, поскольку каналы направляющих лопаток ограничены изнутри только кольцевым бандажом, и, следовательно, эффективно не уплотнены. Подобные направляющие лопатки не могут воспринимать какого-либо значительного перепада давления и должны приближаться к активным лопаткам постоянного давления, в которых осуществляется только поворот потока без уменьшения скорости. Конструкция, изображенная на фиг. 349, естественно, менее прочна против центробежных сил по сравнению с другими конструкциями, у которых ротор выполнен в виде массивного барабана или выполнен в виде отдельных дисков. Но так как допустимая окружная скорость определяется наряду с прочностью предельной степенью приближения к звуковой скорости, то использование высокой прочности предполагает наличие соответственно высокой закрутки потока на входе по вращению ($\delta_r < 1$).



Фиг. 350. Рабочий процесс трехступенчатого неохлаждаемого компрессора в TS-диаграмме.

б) Ход расчета. Пусть дано V_I, t_I, p_I, p_{II}. Число оборотов заранее не задается в противоположность водяным насосам, поскольку в данном случае целесообразнее исходить из допустимого предела окружной скорости с учетом прочности материала или числа Маха, тем более, что непосредственное соединение с электродвигателем большей частью невозможно из-за высоких потребных чисел оборотов. У осевых насосов очень важно учитывать степень приближения к звуковой скорости и число оборотов проще всего получить, исходя из выбранного звукового коэффициента быстроходности $S = \delta_r^2 n^2 V^2 / ka^3$ соответственно разделам 43 и 44.

Примерные значения адиабатического к. п. д. всего компрессора известны из опыта; внутренний к. п. д. составляет

$$(\eta_i)_{общ} = \frac{(\eta_{ад})_{общ}}{\eta_m} \quad \text{при} \quad \eta_m = 0{,}95 \div 0{,}98$$

и растет с увеличением размеров машины. Отсюда конечная точка E кривой состояния на диаграмме TS (фиг. 350) определяется выражением

$$t_{II} = t_I + \frac{\Delta t_{ад}}{(\eta_i)_{общ}} \quad \text{или} \quad i_{II} = i_I + (\Delta i_{ад})/(\eta_i)_{общ}. \qquad (14.\ 11)$$

после того как адиабатическое приращение температуры $\Delta t_{ад} = t'_{II} - t_I$ или адиабатическая высота напора $\Delta \overline{t_{ад}} = AE''$ вычислены

по уравнению (1. 15) раздела 3 или отсчитаны по кривой на упомянутой диаграмме. Высота напора для постоянных газов составляет $H = \frac{c_p}{A}\Delta t_{a\partial}$; для воздуха $H = 103\Delta t_{a\partial}$, для паров $H = 427\Delta i_{a\partial}$.

Теперь можно построить кривую состояния AE, потому что она практически представляет собой прямую, если принять неизменными к. п. д. ступеней. Первую ступень со стороны всасывания выполняют по возможности с большой пропускной способностью n_q, чтобы получить следующие колеса с достаточной пропускной способностью при хорошем к. п. д., без чрезмерного сужения каналов или большого уменьшения диаметра колеса (колеса предельной производительности). Дорогие в производстве и требующие много места ступени центробежных компрессоров должны быть одновременно выполнены с возможно большей высотой напора. Кроме того, с целью ограничения числа ступеней, применяются только тихоходные центробежные колеса, так что лопатки, как правило, имеют одинарную кривизну. У осевых колес целесообразно выбирать возможно большее отношение радиусов $r_a : r_i$, в связи с чем получаются явно выраженные быстроходные колеса, поскольку это допустимо, учитывая необходимость получения достаточно высокого коэффициента давления.

Решение о необходимости многоступенчатой схемы зависит от высоты напора, достигаемой в первой ступени, которую можно достаточно надежно определить с помощью коэффициента давления ψ из равенства $\Delta H = \frac{\psi u_2^2}{2g}$, выбрав в случае центробежных компрессоров окружную скорость u^2, исходя из условий прочности; при применении безлопаточного направляющего аппарата коэффициент давления выбирается приблизительно равным 1, а при применении выходных направляющих лопаток $\psi = 1{,}1 \div 1{,}2$. Тем самым определяется также число оборотов центробежного компрессора, потому что тихоходные формы колес стремятся выполнять с отношением диаметров $D_2 : D_s \geqslant 2$, как это было сделано в числовом примере раздела 50, II.

У осевых компрессоров коэффициент давления (отнесенный к окружной скорости) зависит от отношения радиусов $r_a : r_i$ и от не выбранной еще окончательно величины закрутки на входе, как это можно видеть из числового примера, который был приведен в разделе 43. Кроме того, допустимая окружная скорость ограничивается допустимой степенью приближения к скорости звука и еще в большей степени зависит от входной закрутки. По этим соображениям правильно рассчитать сперва первую ступень, как это было изложено в разделе 43, а затем выбирать высоту напора ступени и число оборотов.

1) С л у ч а й п о с т о я н н о й в ы с о т ы н а п о р а н а с т у п е н ь ΔH (фиг. 344 и 346).

Чтобы обойтись минимально возможным числом ступеней, часто пытаются сохранить неизменным диаметр ступеней, что при одинаковых углах лопаток дает также одинаковые значения высоты

напора ΔH на ступень. Суммарная высота напора разделяется в этом случае по отдельным ступеням соответственно $\sum \Delta H = i\Delta H = \mu H$, причем коэффициент μ может быть ориентировочно оценен в начале расчета, или, что удобнее всего, определен по диаграмме на фиг. 343; можно использовать также диаграмму TS, начерченную в большом масштабе, причем линия AE разделяется на такое число одинаковых частей, которое соответствует ориентировочно выбранному значению высоты напора на ступень ΔH (см. фиг. 350). После выбора числа ступеней окончательно определяется $\Delta H = \mu H/i$.

После этого рассчитывается первая ступень для центробежного колеса аналогично числовому примеру в разделе 50, II и для осевого колеса — согласно разделу 60—65, аналогично числовому примеру в разделе 115А; при этом определяется также и число оборотов.

Если число оборотов было заранее задано, то высота напора на ступени ΔH обусловливается выбранной формой колеса. В этом случае выбирается удельное число оборотов n_q и вычисляют в качестве первого приближения высоту напора на ступень $\Delta H = \left(\frac{n}{n_q}\sqrt{V}\right)^{\frac{4}{3}}$, потому что $n_q = n\sqrt{V}/\Delta H^{\frac{3}{4}}$. Это значение должно, естественно, соответствовать окружной скорости, лежащей ниже допустимого максимального предела; в противном случае необходимо снизить быстроходность. Кроме того, выбранное значение должно быть увязано с допустимым числом ступеней. Потоку на входе часто придается та или иная закрутка.

У последующих ступеней необходимо учитывать уменьшение протекающего объема. Если угол и диаметр колеса сохраняются, то ширина центробежного колеса изменяется следующим образом:

$$(b_1)_1 : (b_1)_2 : (b_1)_3 = (b_2)_1 : (b_2)_2 : (b_2)_3 = V_1 : V_2 : V_3, \qquad (14.\ 12)$$

причем индексы у скобок означают номера ступеней. При расчете осевого колеса в уравнение (14. 12) вместо ширины b вводится площадь осевого потока $\pi\left(r_a^2 - r_i^2\right)$. Здесь можно оставить одинаковым либо r_i, как на фиг. 346 и 349, либо r_a, как на фиг. 347 и 348; можно выбрать какое-либо другое подходящее очертание внутреннего или наружного ограничения проточной части и в зависимости от этого определить второе ограничение.

В уравнении (14. 12) можно объемную подачу V заменить удельным объемом только тогда, когда весовой расход G одинаков на всех ступенях, т. е. когда можно пренебречь изменениями потерь через зазоры. Это условие удовлетворяется с достаточным приближением у центробежных компрессоров. У осевых компрессоров должно быть учтено увеличение потерь через зазор, как это видно в примере, описанном в разделе 115 б, п. 2.

Решающие входные условия создаются во всасывающем патрубке рабочего колеса. Следовательно, необходимо учесть снижение давления на входе, т. е. переход от V_g к V_0 (см. раздел 43). Но так как в расчет принимается согласно выражению (14. 12) только соотношение объемных подач, а не абсолютное значение V и первая

ступень рассчитывается с учетом расширения потока на входе, то вполне допустимо оценивать отношение значений V или v, исходя из полного давления (давления торможения). Отсюда отпадает необходимость пересчитывать давления и температуры на статические параметры, т. е. можно просто сохранить кривую состояния на фиг. 350 и не учитывать расширения потока во всасывающем патрубке в точках A, B и т. д.

Удельный объем v определяется для паров по диаграмме TS в точках A, B, C, которые делят отрезок AE на равные части. Для двухатомных газов удельный объем удобно рассчитать по заданным температуре и давлению следующим образом. На n-й ступени входная температура равняется

$$T_n = T_{n-1} + \Delta t_{cmyn} = T_{n-1} + \frac{t_{II} - t_I}{i}. \qquad (14.13)$$

Фиг. 351. Очертания колес ступеней одинакового диаметра.

Далее отношение давлений $x_n = p_{n+1}$; [p, согласно уравнению (1. 15a) раздела 3]

$$x_n = \left(\frac{T'_{n+1}}{T_n}\right)^{\frac{\chi}{\chi-1}} = \left[\frac{(\Delta t_{a\partial})_{cmyn}}{T_n} + 1\right]^{\frac{\chi}{\chi-1}} \qquad (14.13a)$$

при $(\Delta t_{a\partial})_{cmyn} = \dfrac{\Delta H}{427 c_p}$.

Следовательно, давление на выходе ступени составляет $p_{n+1} = x_n p_n$ и удельный объем $v_{n+1} = \dfrac{RT_{n+1}}{p_{n+1}}$ при $T_{n+1} = T_n + (\Delta t)_{cmyn}$.

Выражение (14. 13) показывает, что отношение давлений уменьшается от ступени к ступени, поскольку температура T_n повышается.

Наружные очертания центробежных колес получаются в случае прямолинейного очертания наружных дисков, как показано на фиг. 351. Для упрощения производства покрывного диска (изготовление штамповкой дисков и лопаток) часто применяется один и тот же средний наклон также для всех ступеней, для чего диск средней ступени смещается вправо и влево параллельно самому себе настолько, чтобы приблизительно сохранялись расчетные значения ширины входа (на фигуре показано пунктиром). Как правило, не могут вызывать сомнений возникающие при этом небольшие изменения ширины выхода по сравнению с расчетными значениями также и в случае применения выходных направляющих лопаток, учитывая их слабую чувствительность к измерению ширины входа.

Для осевых колес сохраняется тот же профиль закрученных лопаток на одинаковых радиусах, несмотря на уменьшение ширины проточной части (радиальной длины лопатки).

В изложенном выше расчете предполагался неизменным к. п. д. ступени. Хотя каналы сужаются вдоль по течению, но кинематическая вязкость становится меньше с увеличением давления, несмотря на рост температуры, так что число Рейнольдса изменяется очень

мало. Существенно, что вследствие увеличения температуры возрастает скорость звука, следовательно, уменьшается число Маха. Этому благоприятному влиянию противостоит возрастание трения колеса и потерь в зазоре, так что к. п. д. ступени большей частью уменьшается от первых ступеней к последним.

При расчете осевых компрессоров возникает вопрос, распределяются ли составляющие скорости c_m по радиальной длине лопатки на последующих ступенях так же, как предполагалось в расчете, следовательно, как и на первой ступени. Первоначально предполагалось, что распределение c_m не одинаково на последующих ступенях, что течение все больше вытесняется к центру и по обеим краевым зонам образуются [1] мертвые пространства, причем эти краевые зоны становятся тем шире, чем больше ступеней [414]. Согласно более новым исследованиям [415], можно, однако, предположить, что такое влияние количества ступеней имеет место только тогда, когда применяется большая кривизна профиля лопаток, которая достигает или даже превышает значения, указанные на фиг. 175. Если применяется умеренная кривизна, к чему стремятся по другим соображениям, то, как показывает опыт, распределение скорости c_m получается даже очень устойчивым благодаря тому, что при прохождении через первую ступень сильно ослабляется искусственное нарушение поля скоростей, искусственно создаваемое перед этой ступенью. Пример расчета многоступенчатого осевого компрессора можно найти в разделе 115.

2) Уменьшение высоты напора на ступени по длине проточной части. При высоких степенях сжатия часто в расчете учитывается уменьшение объема тем, что диаметр колес уменьшается от ступени к ступени. Это может оказаться целесообразным, в особенности у центробежных компрессоров, поскольку уже первая ступень является тихоходной. На фиг. 352 показан подобный компрессор с тремя ступенями с различными диаметрами колес в общем корпусе с приводной воздушной турбиной (взято из работы [418]).

Расчет целесообразно начать с первой ступени, как изложено выше. Изменение диаметра можно выбрать таким, чтобы либо сохранить определенное отношение ширины к диаметру b_2/D_2, либо лучше уменьшать его по мере роста давления. Некоторое уменьшение b_2/D_2 оправдывается не только необходимостью уменьшения числа ступеней, но также уменьшением числа Маха и снижением кинематической вязкости вдоль проточной части. Тогда диаметр отдельной ступени определяется из выражения (14. 4) (у осевых компрессоров диаметр относится к середине длины лопаток), а именно

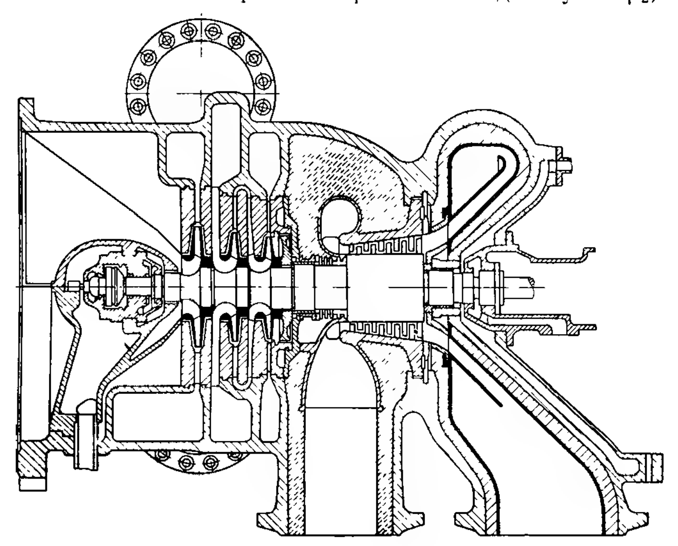
$$V = Gv = \pi D_2 b_2 c_{3m} \doteq \pi D_2^2 \left(\frac{b_2}{D_2}\right)\left(\frac{c_{2m}}{u_2}\right)\frac{\pi D_2 n}{60}\;\frac{t_2 - \sigma_2}{t_2};$$

$$D_2 = \sqrt[3]{\frac{60Gv\left(\frac{u_2}{c_{2m}}\right)\frac{t_2}{t_2 - \sigma_2}}{\pi^2\left(\frac{b_2}{D_2}\right)n}}. \qquad (14.14)$$

[1] За счет накапливания пограничного слоя. *Прим. ред.*

Далее, в зависимости от ранее рассчитанной первой ступени выбираются $\frac{u_2}{c_{2m}}$ и $\frac{b_2}{D_2}$. Если колеса делаются геометрически подобными, то согласно выражению (14. 14) диаметр колеса изменяется пропорционально $\sqrt[3]{v}$, а высота напора ступени ΔH — пропорционально D_2^2 или $v^{2/3}$.

Если b_2/D_2 уменьшается от ступени к ступени, но $\frac{u_2}{c_{2m}}$ оставляется неизменным, то целесообразно сохранить выходной угол β_2, чтобы



Фиг. 352. Трехступенчатый центробежный компрессор с осевой турбиной горячего воздуха в одном корпусе с двумя подшипниками.

оставался подобным треугольник скоростей на выходе. Тогда $\Delta H \sim D_2^2$ (у осевых компрессоров в этом случае остается также подобным треугольник скоростей на входе; лопатка сохранит геометрическое подобие с лопаткой первой ступени с той разницей, что она укорачивается сверху и снизу). У центробежных компрессоров лопатки также остаются геометрически подобными, если можно сохранить отношение диаметров, а ширина лопатки во всех ступенях изменяется в том же отношении.

В выражении (14. 14) v представляет удельный объем на выходе из колеса. При высоте напора на ступень ниже 2500 *м* можно принять за v также удельный объем на входе в ступень, тем более что надежность расчета вследствие этого повышается. Если предпочитают расчетом определить удельный объем v, вместо определения по диаграммам TS, то целесообразно использовать в данном

случае уравнения, которые были выведены в разделе 46, п. в. Тогда для любого участка, обозначенного индексом n,

$$v_n = v_{\rm I} \frac{1 + \Delta t_n / T_{\rm I}}{p_n / p_{\rm I}}, \tag{14.15}$$

где

$$\frac{p_n}{p_{\rm I}} = (1 + \eta_{in} \Delta t_n / T_{\rm I})^{\frac{\varkappa}{\varkappa - 1}}, \tag{14.16}$$

$$\Delta t_n = \frac{H_{in} - (c_n^2 - c_{\rm I}^2)/2g}{427 c_p}. \tag{14.17}$$

Здесь индекс I относится к всасывающему патрубку компрессора, индекс n — к месту, где определяется объем. Следовательно Δt_n обозначает приращение температуры в рассматриваемом сечении; а именно $T_n - T_{\rm I}$; c_m — скорость в рассматриваемом сечении; η_{in} — внутренний общий к. п. д. рассчитанной части компрессора, который по длине проточной части уменьшается, согласно равенству

$$\eta_{in} = \frac{1}{\mu} (\eta_i)_{cmyn}, \tag{14.18}$$

причем μ_n берется по диаграмме μ в соответствии с отношением давления $p_{\rm II}/p_{\rm I}$; $H_{in} = \sum_{\rm I}^{n} \Delta H_i$ представляет общую внутреннюю работу на 1 *кг* ранее рассмотренных ступеней.

Этот ход расчета не более затруднителен, чем применение уравнений (14. 13) и (14. 13а), но он более гибок, т. к. позволяет учесть все особенности конструкции и дает возможность расчета удельного объема в любом месте воздушного тракта, и в частности в зазор между рабочим колесом и направляющим аппаратом, когда ориентировочно оценена высота напора ΔH_i рассматриваемой ступени и в качестве величины скорости c_n вводится скорость в рассматриваемом сечении.

112. РАЗЛИЧНЫЕ СПОСОБЫ ОХЛАЖДЕНИЯ

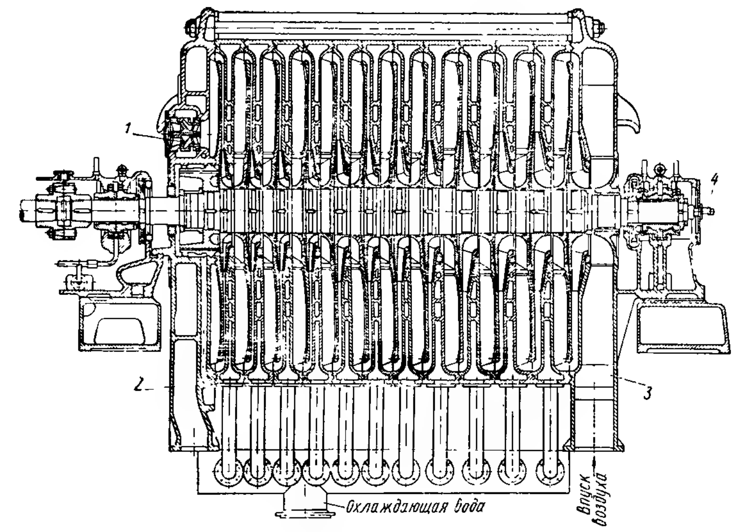
Принимая во внимание изложенные в разделе 3 соображения о влиянии охлаждения, видно, что последнее необходимо применять при высоких степенях сжатия. При этом следует обратить особое внимание на уравнение (1. 10), согласно которому общая подведенная работа равна приращению теплосодержания перемещаемого газа и охлаждающей воды. Необходимые поверхности охлаждения могут быть расположены в следующих местах.

1. В корпусе вдоль неподвижных направляющих каналов для воздуха, т. е. прямых и обратных направляющих каналов, так называемое внутреннее или корпусное охлаждение.

2. В особых промежуточных охладителях, для чего делается отвод воздуха из корпуса после прохождения через некоторое коли-

чество неохлаждаемых ступеней и пропускается через охладитель, у которого поверхности охлаждения образуются из системы труб (аналогично поверхностному конденсатору паровых турбин). Эта система труб должна тогда изготовляться из нержавеющего материала (большей частью из латуни или оцинкованной стали) из-за выпадения воды из воздуха. Воздух из охладителя подводится к последующей ступени. Этот вид охлаждения называют внешним.

3. Одновременно в корпусе и промежуточном охладителе. Это конструктивное выполнение сочетает в себе первые два способа



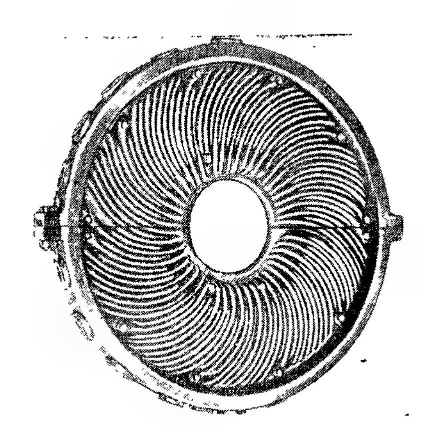
Фиг. 353. Турбокомпрессор с внутренним охлаждением:

1 — обратный клапан; *2* — крышка на напорной стороне; *3* — крышка на всасывающей стороне; *4* — вывод для тахометра.

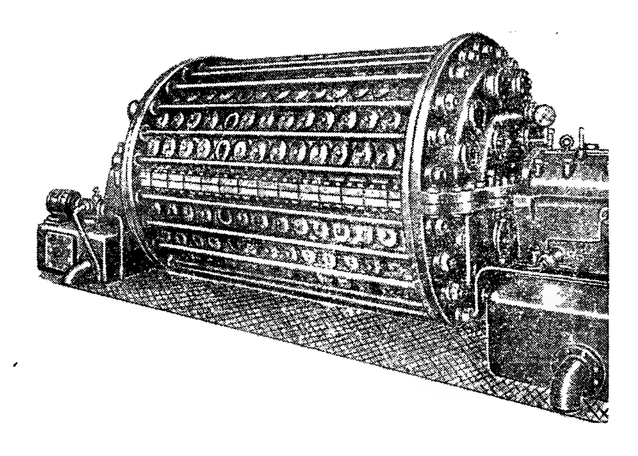
и соответствует обычно применяемой конструкции у поршневых компрессоров, где охлаждают рубашку и крышку цилиндров, а также устанавливаются охладители между отдельными ступенями — так называемое смешанное внутреннее и внешнее охлаждение.

При внутреннем охлаждении (фиг. 353, 354, 355, 356) в стенках прямых и обратных направляющих аппаратов предусматривают полые пространства, через которые пропускается охлаждающая вода. Охлаждающие поверхности, соприкасающиеся с воздухом, состоят, следовательно, из пустотелых стенок воздушного тракта, к которым еще присоединяются сплошные стенки прямых и обратных направляющих лопаток, потому что они теплопроводно соединены с охлаждающими полостями (однако от прямых направляющих лопаток часто отказываются по соображениям, изложенным в разделах 72 и 75).

Благодаря хорошей теплопроводности соединений неподвижных лопаток со стенками корпуса, соприкасающихся с водой, их поверхности также следует считать эффективно охлаждающими, в связи с тем, что переходное тепловое сопротивление для теплового потока от воздуха к охлаждающей поверхности во много раз больше, чем от стенки к воде и поэтому целесообразно увеличивать охлаждающие поверхности, соприкасающиеся с воздухом. Чтобы по возможности сделать большими охлаждающие поверхности, соприкасающиеся с воздухом, с одной стороны, применяют максимально возможное число обратных направляющих лопаток и, с другой стороны, делают возможно большим диаметр корпуса. Увеличенное число лопаток связано с увеличением поверхности трения, а увеличенный диаметр в особенности в случае применения безлопаточных направляющих аппаратов улучшает преобразование скорости в давление, так что в целом достигается приемлемый

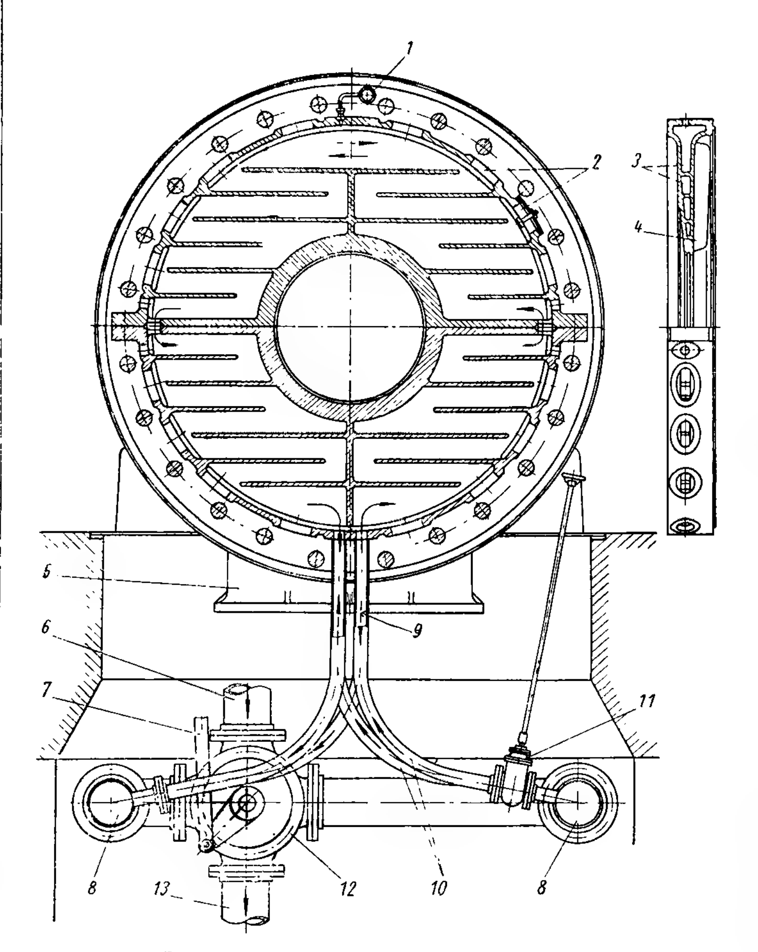


Фиг. 354. Обратный направляющий аппарат турбокомпрессора фиг. 353.



Фиг. 355. Внешний вид турбокомпрессора фиг. 353.

гидравлический к. п. д. На коэффициент теплопередачи α_{∂} от воздуха к стенке положительно влияют большие скорости воздуха. Несмотря на это, переходное сопротивление для теплового потока



Фиг. 356. Подвод охлаждающей воды в турбокомпрессор фиг. 353:

1 — отверстие для выпуска воздуха; *2* — отверстие для очистки; *3* — полость для охлаждающей воды; *4* — охладительные ребра; *5* — всасывающий патрубок; *6* — подача охлаждающей воды; *7* — регулировка вручную с помощью маховичка; *8* — распределительная труба; *9* — направление потока охлаждающей воды можно реверсировать для промывки осажденного шлама; *10* — встречное направление потока в соседних секциях компрессора; *11* — регулировочный шибер; *12* — четырехходовой кран для изменения направления потока воды в компрессоре; *13* — отвод охлаждающей воды.

остается большим, чем на стороне воды, так что решающим является размер охлаждающей поверхности, соприкасающейся с воздухом.

Водяные полости необходимо сделать доступными для очистки путем создания большого количества лючков, потому что в них осаждается накипь.

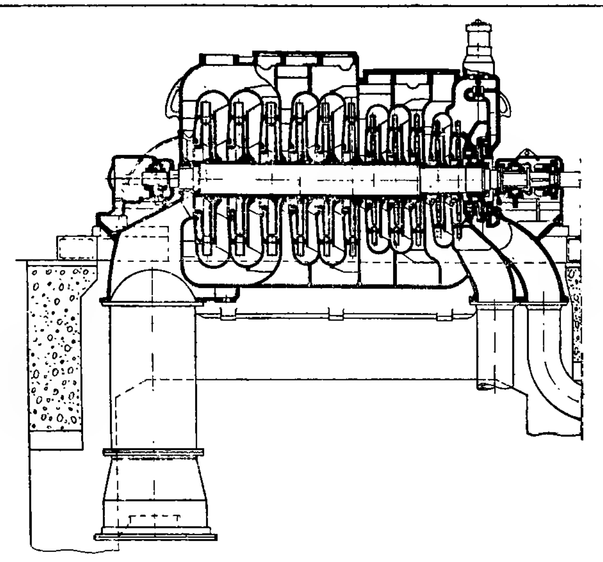
Эта доступность для очистки имеет особое значение тогда, когда для охлаждения применяется возвратная вода, потому что происходит обогащение солями в результате непрерывного испарения в градирнях.

Вследствие сложности отливок при применении внутреннего охлаждения, до сих пор используются прежде общепринятые конструкции, когда корпус разделяется на такое же количество колец, сколько ступеней, т. е. несмотря на разъем в горизонтальной средней плоскости, корпус выполняется «кольцевого многосекционного типа». Отдельные секции стягиваются продольными болтами с крышками на всасывающей и на нагнетательной сторонах и покрываются листовым кожухом.

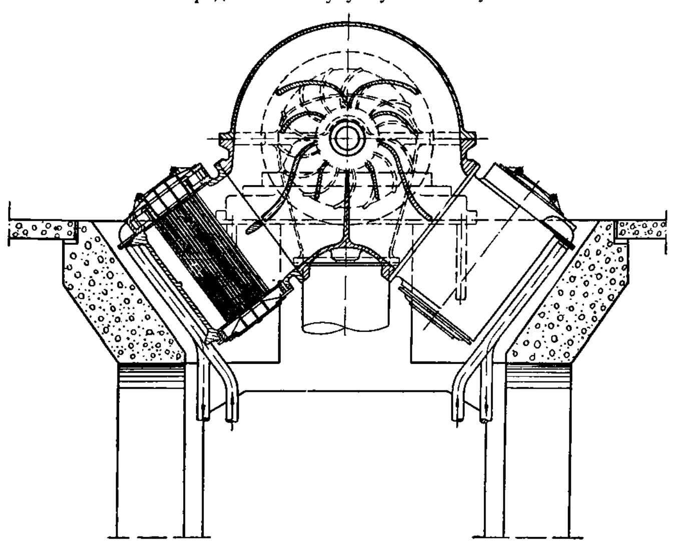
У осевых компрессоров невозможно разместить в корпусе достаточные для эффективного охлаждения охлаждающие поверхности.

Охлаждение воздуха в процессе сжатия часто также выполняется [419], [420] путем вспрыскивания охлаждающей жидкости в обратные направляющие каналы, где она распыляется и испаряется в потоке протекающего воздуха. В качестве охлаждающей среды применяется при сжатии водяных паров (тепловые насосы), само собой понятно — вода, у холодильных лопаточных машин — жидкий охлаждающий раствор. Вспрыскивание воды применяется также при сжатии воздуха и газов. Большие затруднения возникают из-за того, что необходимо предварительно дистиллировать вспрыскиваемую воду. Экономия на мощности привода лишь немногим меньше, чем при поверхностном охлаждении. Основное требование, в случае применения указанной системы охлаждения состоит в том, что вся охлаждающая жидкость должна испаряться после вспрыскивания, и следовательно, ни в коем случае из машины не должна выходить неиспарившаяся жидкость. При нагнетании химических газов можно предотвратить или уменьшить образование отложений благодаря применению указанной системы охлаждения. Целесообразно комбинировать мокрое и поверхностное охлаждение.

При внешнем охлаждении значительно упрощается конструкция корпуса, так что его можно сделать из одной целой отливки с одним только горизонтальным разъемом по средней плоскости, как показано на фиг. 357, или же расположить отводы в корпусе, состоящем из немногих частей, как показано на фиг. 359. Количество обратных направляющих лопаток можно значительно уменьшить, благодаря чему снизится сопротивление потоку в корпусе. Зато добавляются промежуточные охладители с дорогостоящими охладительными трубками из нержавеющего материала (см. фиг. 358, 360), которые вызывают дополнительную потерю давления воздушного потока. Ввиду того что здесь также необходимо регулярно очищать охлаждающие поверхности, в особенности на водяной стороне, пучки

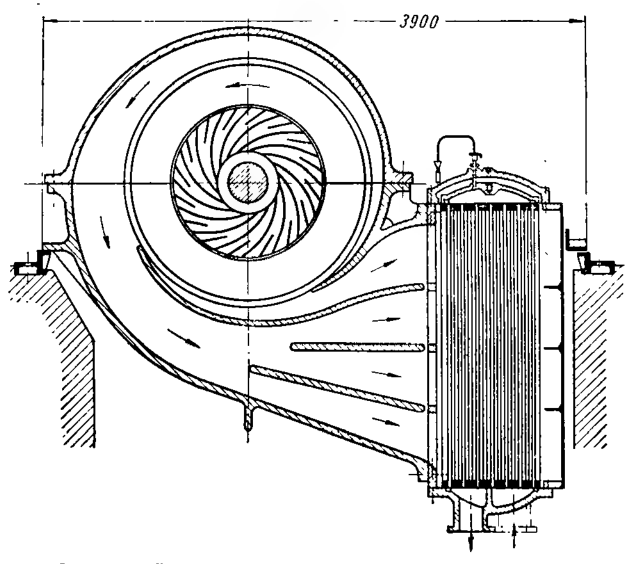


Фиг. 357. Турбокомпрессор с наружным охлаждением и с рекуперационной турбиной, использующей перепускаемый воздух. Производительность 50 000—60 000 *м³/час* при 6 *ати* и 3260 об/мин. Корпус представляет чугунную отливку.



Фиг. 358. Поперечное сечение компрессора, изображенного на фиг. 357.

Фиг. 359. Турбокомпрессор на 55 000 $м^3$/*час* при 7 *ата* и 4450 об/мин с наружным охлаждением. Корпус со встроеннымн отводамн.



Фиг. 360. Поперечный разрез компрессора фиг. 359.

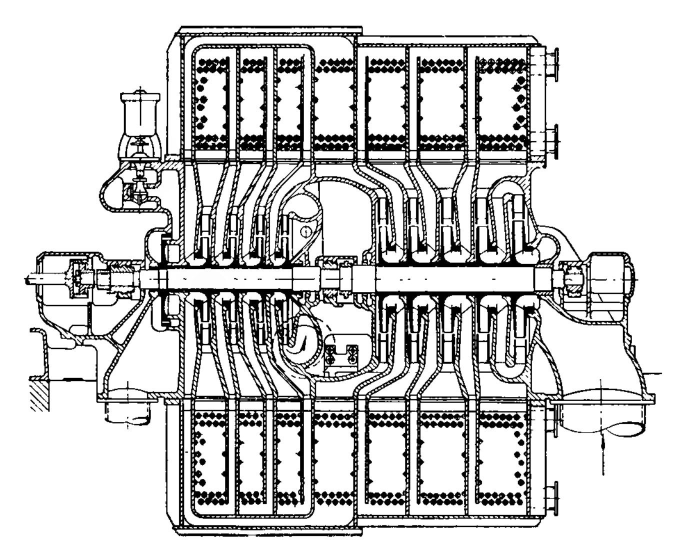
трубок делаются легко доступными, например, благодаря тому, что их можно, как целое, вынуть из охладительного корпуса с помощью подъемного механизма. На фиг. 357—359 предусмотрено по четыре группы колес, т. е. трехкратное промежуточное охлаждение. У первой конструкции согласно фиг. 358 промежуточный охладитель с гладкими трубками укреплен наклонно на корпусе компрессора. На фиг. 360 охладитель расположен вертикально. Охлаждающие поверхности здесь выполнены в виде ребристых труб. В обоих случаях на всем пути воздуха до входа в охладитель происходит превращение энергии скоростей в давление; эта мысль особенно ясно отражена на фиг. 360. Если на фиг. 357 были предусмотрены направляющие лопатки на выходе из рабочих колес, потому что параллельное выполнение стенок рабочих колес создает малый угол α_3, то в конструкции, изображенной на фиг. 359, применены безлопаточные направляющие аппараты, хорошо себя оправдавшие на практике. Введение в конструкцию разъемных секций имеет то преимущество, что изменение направления между безлопаточным направляющим аппаратом и обратными лопатками выполнено с большим радиусом кривизны, следовательно, очень благоприятно в гидравлическом отношении. Благодаря тому, что промежуточные вставки имеют двойные стенки, удается значительно облегчить теплопередачу между отдельными ступенями, которая приобретает особенно большое значение в местах поступления воздуха из промежуточных охладителей.

В первое время для центробежных компрессоров применялось исключительно внутреннее охлаждение, но затем оно потеряло свое прежнее значение. Объясняется это тем, что за последние 30 лет окружная скорость компрессоров почти удвоилась. Следовательно, число ступеней можно было снизить до одной четвертой части, так что в настоящее время не осталось больше места для расположения внутри корпуса охлаждающей поверхности. При этом необходимо принять во внимание еще то обстоятельство, что при внешнем охлаждении влага из воздуха осаждается в промежуточных охладителях, в то время как при внутреннем охлаждении она накапливается в нагнетательном трубопроводе.

Внутреннее охлаждение позволяет осуществить более простой фундамент и оно не требует большой площади, благодаря чему при электроприводе может отпасть необходимость в подвальных помещениях, а также стоимость поставки может оказаться значительно меньшей; несмотря на это, внутреннее охлаждение по вышеизложенным соображениям должно было уступить внешнему по крайней мере в случае большой производительности машин.

У описанных до сих пор конструктивных форм внешнего охлаждения применялось до трех промежуточных охладителей, так что на один промежуточный охладитель приходилось от двух до трех неохлаждаемых ступеней. Причина такого решения лежала в потере давления воздуха в промежуточном охладителе. С прогрессивным уменьшением числа ступеней заметна тенденция делать промежуточные охладители после каждой ступени, тем более, что можно за счет этого ожидать заметного улучшения к. п. д. и что за это время

научились делать охладители с малым сопротивлением воздушному потоку. Первая конструкция (которая стала известна еще в 1935 г.) такого рода была применена в турбокомпрессоре «Изотерм» фирмы ВВС [421] (фиг. 361). У этой конструкции, несмотря на наличие девяти ступеней, после каждой ступени, начиная со второй и вплоть до предпоследней ступени, воздух пропускается через охладители, расположенные сверху и снизу корпуса. Эти частые отводы воздуха

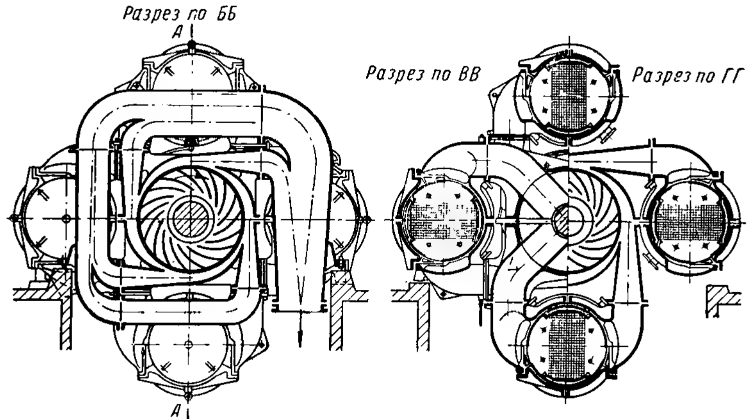


Фиг. 361. Турбокомпрессор типа «Изотерм» фирмы ВВС с наружным охлаждением после второй и до предпоследней ступени и с рекуперационной турбиной.

требуют также тщательного выполнения соединительных каналов. Хороший к. п. д. достигается еще и благодаря тому, что уравновешивание осевого давления осуществляется благодаря двухстороннему расположению рабочих колес; это позволяет избежать применения уравновешивающих поршней с их потерями на утечки через зазоры.

Вал опирается на третий подшипник, расположенный в середине корпуса; это позволяет уменьшить диаметр вала и тем самым улучшить вход в колеса. В случае снижения расхода ниже границы помпажа установленный на левом конце корпуса перепускной клапан отводит избыточный воздух к утилизационной турбине, расположенной на том же конце.

Отмеченное направление развития конструкций наиболее наглядно видно на изображенной на фиг. 362 конструкции фирмы Эрликон, у которой количество ступеней доведено до трех [422]. Эта конструкция может считаться ведущей еще и потому, что в четырех



Фиг. 362. Трехступенчатый центробежный компрессор с четырьмя направляющими каналами на каждой ступени. Каждый канал присоединен непосредственно к охладителю. Подача охлажденного воздуха к следующей ступени через трубопровод L.

направляющих каналах удалось избежать изменения направления и воздушный путь укорочен за счет того, что каждый из этих воздушных каналов имеет свой собственный промежуточный охладитель. Несмотря на высокую окружную скорость, приблизительно 300 *м/сек*, по-видимому, был достигнут хороший к. п. д.

Объединение внутреннего и внешнего охлаждения имеет то теоретическое преимущество, что кривая состояния больше приближается к изотерме, чем при каждом из двух упомянутых способов охлаждения в отдельности. Но с этим связано также объединение всех требований к производству и обслуживанию машин обеих схем и поэтому оно входит в рассмотрение только в особых случаях.

113. РАСЧЕТ МНОГОСТУПЕНЧАТОГО КОМПРЕССОРА С ОХЛАЖДЕНИЕМ

До сих пор расчет колеса производился, исходя из адиабатической высоты напора ΔH как высоты напора ступени, т. е. исходя из удельной работы компрессора без потерь. Теперь спрашивается, можно ли также в случае охлаждения рассчитать величину ΔH на основе адиабаты по соотношению

$$\Delta H_{th} = \frac{\Delta H}{\eta_{h}}. \qquad (14.19)$$

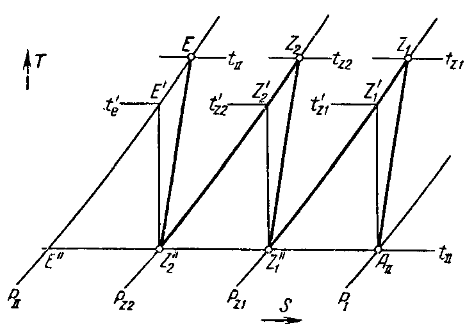
Процесс сжатия в рабочих и направляющих каналах при внешнем охлаждении одинаков с процессом у неохлаждаемого компрессора, так что нет оснований для изменения расчетных формул. Но и при внутреннем охлаждении практически ничто не изменяется в рабочем колесе, потому что последнее не может эффективно охлаждаться и только в направляющем аппарате заметно влияние охлаждения, так как оно способствует превращению скорости в давление. Главиым образом, однако, это происходит после достижения конечиого давления, тем более, что обычная степень реакции лежит значительно выше 0,5 в соответствии с разделом 24. Процесс без потерь, с которым производится сравнение действительного рабочего процесса, будет тем самым мало отклоняться от адиабаты, следовательно, мы можем, как и раньше, определить ΔH по выражению (14. 19). На основании изложенных выше соображений казалось бы более правильно выбирать гидравлический к. п. д. несколько большим при внутреннем охлаждении, чем раньше и чем при внешнем охлаждении, чтобы тем самым принять в расчет влияние охлаждения в процессе сжатия. Но и это является излишним, потому что путь трения и сопротивление трения между ступенями, как было изложено в предыдущем разделе, больше, чем при внешнем охлаждении, где эти сопротивления возникают только в промежуточном охладителе и учитываются особо.

Следовательно, речь идет о том, чтобы определить адиабатическую высоту напора ступени при различных способах охлаждения.

а) **Внешнее охлаждение.** Рассмотрим сперва этот случай из-за его большей простоты.

1) Полное охлаждение между неохлаждаемыми группами ступеней. Экономия энергии благодаря

охлаждению достигает своего максимального значения, когда на каждую группу ступеней приходится одинаковая работа на сжатие, что можно легко определить по диаграмме TS (фиг. 363). При применении двух промежуточных охладителей необходимо разделить на три части участок изотермы A_1E'' между точками Z_1'' и Z_2''. Ввиду того что изобары промежуточных давлений p_{z1} и p_{z2}, также конечного давления p_{II} получаются простым смещением параллельно самим себе в горизонтальном направлении изобары начального давления p_I (предполагая постоянство c_p); можно видеть, что адиабатические температуры t'_{z1}, t'_{z2} и t'_e на выходе отдельных групп должны быть равны между собой. Согласно уравнению (1. 15) раздела 3 тогда равны также отношения давлений, следовательно,



Фиг. 363. Рабочий процесс в диаграмме TS для полного охлаждения между тремя неохлаждаемыми группами ступеней.

$$\frac{p_{z1}}{p_I} = \frac{p_{z2}}{p_{z1}} = \frac{p_{II}}{p_{z2}} = x_{gr}.$$

Путем перемножения этих трех дробей тотчас же получается что при j групп $x_{gr}^j = \frac{p_{II}}{p_I}$, откуда

$$x_{gr} = \sqrt[j]{\frac{p_{II}}{p_I}}. \quad (14.20)$$

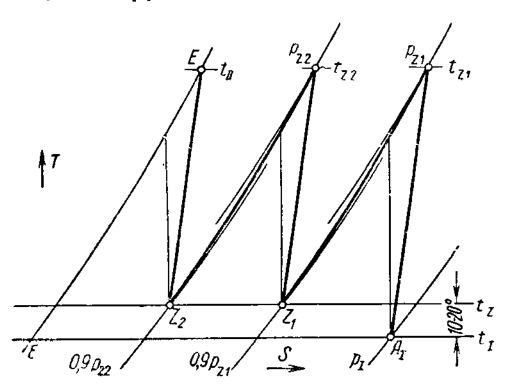
Тогда промежуточные давления будут составлять

$$p_{z1} = x_{gr}p_I, \quad p_{z2} = x_{gr}^2 p_I.$$

Расчет всего компрессора сводится тогда к расчету j неохлаждаемых групп ступеней, что производится так же, как и в разделе 111. При этом необходимо только принять во внимание, что объемная подача уменьшается от группы к группе и поэтому уменьшается также диаметр колес, причем можно вновь использовать уравнение (14. 14). Идеальный случай получился бы, если бы колеса при этом уменьшились в размерах, сохраняя геометрическое подобие. В действительности, однако, для уменьшения числа ступеней снижают значения $\frac{b_2}{D_2}$ с ростом плотности, с чем большей частью связано также уменьшение $(\eta_i)_{ступ}$, если только не уменьшается значительно число Маха. Таким образом, создается аналогия с паровыми турбинами, у которых к. п. д. меньше в области высокого, чем низкого давления.

2) Неполное охлаждение. Для экономии дорогих охладителей и ограничения расхода воды температуру газа в промежуточном охладителе неполностью снижают до начального значения, тем более, что это было бы возможно только при достаточно холодной воде. Превышение температуры на выходе из охладителя над температурой на всасывании большей частью допускают приблизительно 10° при проточной охлаждающей воде и до 20° при

применении рециркулирующей воды. В этих случаях промежуточное давление выбирают так, чтобы высота напора первой группы была несколько выше, чем последующих. Кривая состояния по сравнению с рассмотренным идеальным случаем подвергается еще другому изменению, вследствие падения давления в промежуточиых охладителях и в соединительных трубопроводах компрессора, которое можно принять равным 5% (даже до 10%) полной величины располагаемого давления (у конструкции на фиг. 362 — наверху только 1%).



Фиг. 364. Неполное охлаждение между тремя неохлаждаемыми группами ступеней.

Отсюда получается кривая состояния, которая изображена на фиг. 364 (для осевого компрессора раздела 115).

3) Промежуточные охладители представляют собой поверхностные охладители типа конденсаторов; редко применяются распылительные охладители. Охлаждающие поверхности должны изготовляться из нержавеющих материалов, например, из латуни, вследствие выпадения конденсата; большей частью они делаются в виде тонких труб с круглым или лучше овальным сечением, которые должны быть расположены так, чтобы был создан доступ для наружной и внутренней очистки. По возможности стремятся создать встречные потоки воздуха и охлаждающей воды (противоток), так как этим создается экономия дорогих охлаждающих поверхностей. Как правило, воду пропускают через трубки, а воздух направляют поперек трубок; это создает хорошую теплопередачу и облегчает очистку. Направление потока воздуха вдоль трубок значительно менее выгодно, чем поперечное, в особенности при малых числах Рейнольдса [423]. Путем многократного направления газа поперек пучка трубок можно осуществить и противоток охлаждающей жидкости и воздуха. В гидродинамическом отношении расположение труб мало отличается друг от друга. Целесообразно выбирать шаг труб настолько малым, насколько это позволяют условия производства или возможность загрязнения, потому что не только умень-

шаются габаритные размеры охладителей, но, что особенно важно, уменьшается также гидравлическое сопротивление при одинаковой теплопередаче [424]. Этот вывод в особенности относится к шагу труб перпендикулярно направлению потока. Поперечные перегородки, которые одновременно служат для направления воздушного потока, устраняют вибрацию труб. Необходимо обратить внимание на то, что корпус нагревается сильнее, чем трубки. Поэтому следует обеспечить достаточную упругость соединений во избежание разрыва труб. Только в случае химически агрессивных газов они пропускаются через трубки, так как для корпуса охладителя, соприкасающегося с водой, не требуется тогда специального материала.

Расчет промежуточного охладителя. В первом промежуточном охладителе поглощается теплота в количестве (выраженная в *ккал/час*)

$$Q_h = G_h c_p (t_{z1} - t_1),$$

где G_h — часовой расход воздуха в *кг/час*. Для этого требуется поверхность охлаждения, измеряемая на воздушной стороне,

$$f = \frac{Q_h}{k \Delta t_m}, \qquad (14.21)$$

где Δt_m — средняя разница между температурой воздуха и охлаждающей воды; она равняется при встречном или параллельном потоке (если $\Delta t'$ и $\Delta t''$ обозначить разницу между температурами газа и воды в начале и конце поверхностей охлаждения)

$$\Delta t_m = \frac{\Delta t' - \Delta t''}{\ln \frac{\Delta t'}{\Delta t''}}. \qquad (14.21а)$$

Если имеем дело со смешанным встречным потоком воздуха и воды, как это наиболее часто встречается на практике, то для простоты можно ввести

$$\Delta t_m - \frac{1}{2}(\Delta t' + \Delta t'').$$

В равенстве (14.21) k означает коэффициент теплопередачи в *ккал/час м² град*. Этот коэффициент определяется по своему обратному значению, т. е. по сопротивлению теплопередаче, которая является суммой отдельных сопротивлений

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_g} + \frac{1}{\alpha_w} + \frac{s}{\lambda}. \qquad (14.21б)$$

Здесь означает: α_g, α_w — коэффициенты теплопередачи между газом и стенкой или водой и стенкой в *ккал/часм²град*; λ—коэффициент теплопроводности материала стенки в *ккал/часм²град*; s — толщина стенки в *м*. Третьим членом в равенстве (14.21б) $\frac{s}{\lambda}$ можно пренебречь. Для выбора значений α_g и α_w и в настоящее время приходится использовать опытные данные. При пропускании газа через пучок трубок перпендикулярно к ним можно с достаточной

точностью [425] ввести (если ряды трубок смещены друг относительно друга)

$$\alpha_g = i\,\mathrm{Pe}^{3/4}\,\frac{\lambda_g}{d}, \tag{14.21в}$$

где $\mathrm{Pe} = w\gamma\, d\,\frac{c_p}{\lambda_g}$ — коэффициент Пекле; λ_g — коэффициент теплопроводности газа для среднего арифметического значения температур стенки и газа; d — наружный диаметр трубки; w — скорость воздуха в самом узком месте между двумя соседними трубками (в *м/сек*). Коэффициент i зависит от количества расположенных друг за другом рядов трубок и составляет:

Количество трубок	2	4	6	8	10 и более
Коэффициент i . .	0,075	0,0922	0,102	0,107	0,110

Вычисления по уравнению (14.21в) упрощаются, если принять во внимание, что $w\gamma = \left(\frac{V}{F}\right)\gamma = \frac{G_h}{F}$ (G_h — расход воздуха в *кг/час*, F — сумма самых узких сечений вдоль ряда трубок), т. е. зависит от состояния газа. Кроме того, температура стенки практически равняется температуре воды, так как переходное сопротивление $\frac{1}{\alpha_w}$ между водой и стенкой составляет только малую часть переходного сопротивления $\frac{1}{\alpha_g}$ между газом и стенкой. Поэтому можно λ_g определить для средней температуры между температурой газа и воды. Но так как зависимостью λ_g от давления воздуха в диапазоне 1—10 *атм* можно пренебречь [426], а температурная зависимость оказывает малое влияние, то допустимо принять $\lambda_g \approx 0{,}026$ в температурном интервале между 50 и 150°; тогда, при $c_p = 0{,}241$, получается удобная для применения формула

$$\alpha_g = \frac{0{,}14i}{\sqrt[4]{d}}\left(\frac{G_h}{F}\right)^{3/4}. \tag{14.21г}$$

Ввиду того что наибольшее сопротивление для теплового потока, как упоминалось, создается на воздушной стороне, расход материалов и размеры уменьшаются путем насадки ребер на воздушной стороне, которые выполняются в виде дисков или спиралей с толщиной стенки 0,5 *мм* на расстоянии от 2 до 3 *мм*; они изготовляются либо из латуни, либо из стали с наружным лужением. Благодаря этому можно также выравнять газовый поток и повысить прочность; кроме того, можно увеличить диаметр труб, вследствие чего уменьшается количество трубок и облегчается очистка. Расчет здесь производится таким образом, что в уравнение (14.21) подставляется значение поверхности охлаждения f, равное цилиндрической наружной поверхности труб; значение α_g, вычисленное по равенству (14.21, п. в), умножается на ζ, причем ζ составляет от 0,4 до 0,6 $\frac{f_R}{f}$. Поверхность f_R равняется суммарной поверх-

ности охлаждения, соприкасающейся с воздухом, включая и ребра. Отношение охлаждающих поверхностей [427], соприкасающихся с водой и воздухом, составляет 1 : 8 до 1 : 20.

Для вычисления α_w может быть применена приближенная формула

$$\alpha_w = 1755(1 + 0{,}015t_w)\frac{w^{0,87}}{d^{0,13}}, \tag{14. 21д}$$

где w — скорость течения воды в трубке в *м/сек*; d — внутренний диаметр трубы; t_w — средняя температура воды в градусах Цельсия.

Согласно выражениям (14. 21в) и (14. 21д) с увеличением скорости потока сильно возрастает как α_g, так и α_w. Поэтому целесообразно применять более высокие скорости, в особенности на воздушной стороне, что с своей стороны требует по возможности избегать какого-либо сопротивления формы, т. е. преимущественно применять трубы обтекаемой формы с небольшой относительной толщиной. В этом случае внутренний диаметр трубки следует определять из уравнения (2. 41) раздела 13. Высокие скорости на водяной стороне приносят мало пользы, поэтому что значение α_w и так достаточно высоко. Целесообразно ребра последовательно расположенных труб взаимно смещать, потому что тогда создаются более благоприятные условия теплопередачи в начале обтекаемой плоской пластины.

Формулы (14. 21в) до (14. 21д) пригодны при чистых поверхностях охлаждения.

б) Охлаждение корпуса. Желательное полное охлаждение воздуха между отдельными ступенями в этом случае еще менее осуществимо чем при внешнем охлаждении. В особенности в зоне первых ступеней охлаждение мало заметно, так как отсутствуют или очень малы температурные перепады. Поэтому на диаграмме TS соединительная линия точек состояния A_1, A_2, A_3 и т. д. для первых ступеней характеризуется крутым подъемом в начале и даже ростом вправо, как у неохлажденного компрессора, чтобы позднее с ростом температуры воздуха все больше и больше изгибаться влево. На фиг. 365, *a* характеристика охлаждения корпуса между ступенями изображена жирными отрезками на изобарах. Δt_{g1}, Δt_{g2} и т. д. представляет снижение температуры при охлаждении перемещаемого газа на отдельных ступенях. Изобары p_2, p_3 и т. д. промежуточных давлений вновь определяют по адиабатическому приращению температуры $\Delta t_{a\partial} = A\Delta H/c_p$ соответствующей ступени в точках состояния A_1, A_2 и т. д., которые наносятся по вертикали.

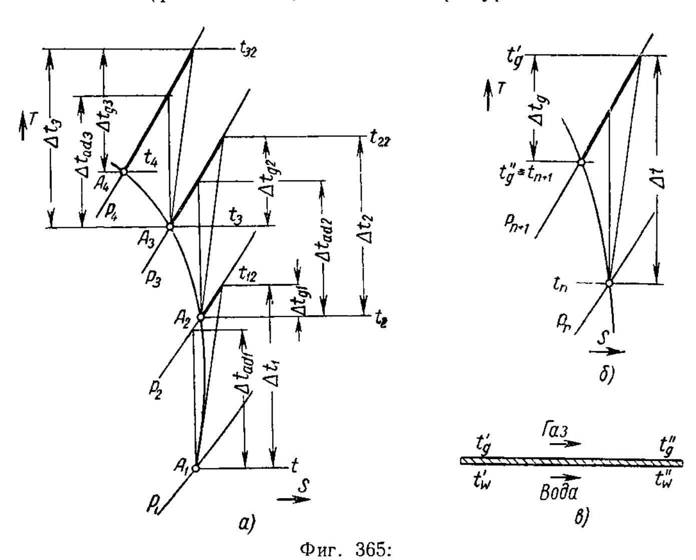
Требуемое число ступеней можно определить путем нанесения этих значений адиабатического приращения температуры на кривой состояния, если последнее известно, т. е. имеются в достаточном количестве экспериментальные данные. Но можно ее и вычислить следующим образом, причем должны быть учтены имеющиеся поверхности охлаждения и температурные условия.

Определение охлаждения ступени в охлажденном корпусе. Рассмотрим любую n-ю ступень и при этом предположим, что охлаж-

дение начинается после окончания сжатия (см. фиг. 365, *б*). Тогда температура t'_g в начале охлаждения равняется температуре на выходе неохлаждаемой ступени, а именно

$$t'_g = t_n + \Delta t = t_n + \frac{A\Delta H}{(\eta_{it})_{ступ} c_p},$$

если t_n — температура на входе рассматриваемой ступени. Кроме того, известны (фиг. 365, *в*) t'_w — температура на входе охлаж-



Фиг. 365:

а — энтропийная диаграмма при внутреннем охлаждении компрессора; *б* — энтропийная диаграмма для отдельной ступени; *в* — схема охлаждения.

дающей воды в данную ступень; f — поверхность охлаждения ступени в корпусе, соприкасающаяся с воздухом, которая отчасти состоит из поверхностей стенок, отчасти из поверхностей прямых и обратных направляющих (при этом не учитывается, что часть этой поверхности омывается охлаждающей водой предыдущей ступени, поскольку температура воды в двух соседних ступенях лишь мало отличается друг от друга).

Неизвестными являются температуры t''_g и t''_w на выходе газа и воды, и поэтому также неизвестен часовой тепловой поток, проходящий через поверхность охлаждения

$$\Delta Q = kf\Delta t_m \approx kf\left(\frac{t'_g + t''_g}{2} - \frac{t'_w + t''_w}{2}\right). \qquad (14.22)$$

При рассматриваемом упрощенном определении температуры в основу кладётся постоянная средняя температура на стороне газа

и воздуха (нагретые поверхности в условиях отсутствия потока). Это может произойти, потому что нет никакой определенности в течениях, т. е. нет определенного ни прямотока, ни противотока, ни поперечных потоков и, следовательно, нет возможности надежно рассчитать средний температурный перепад. Как упоминалось, в выражении (14. 22) не известны ΔQ, t''_g, t''_w. Но так как газ выделяет тепловой поток

$$\Delta Q = G_h c_p (t'_g - t''_g),$$

равный тепловому потоку, поглощаемому водой,

$$\Delta Q = C_w (t''_w - t'_w),$$

то

$$t''_g = t'_g - \frac{\Delta Q}{G_h c_p}; \quad t''_w = t'_w + \frac{\Delta Q}{G_w}. \tag{14. 22а}$$

После подстановки этих значений в выражение (14. 22) получаем

$$\Delta Q = kf \left[t'_g - \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta Q}{G_h c_p} - \left(t'_m + \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta Q}{G_w} \right) \right].$$

Откуда

$$\Delta Q = \frac{kf (t'_g - t'_w)}{1 + \frac{1}{2} kf \left(\frac{1}{G_h c_p} + \frac{1}{G_w} \right)}. \tag{14. 22б}$$

Таким образом, определяется температура газа на входе в следующую ступень.

Этот расчет, естественно, имеет лишь приближенный характер. В действительном процессе охлаждения температура t'_g фактически не достигается. Кроме того, распределение температуры в корпусе не имеет осевой симметрии, потому что вода втекает внизу в каждую секцию корпуса и вытекает наверху, и, следовательно, у потока охлаждающей воды также нет осевой симметрии (фиг. 356). Наконец, охлаждающие поверхности вообще имеют различные свойства в зависимости от того, из чего они состоят, а именно, из стенок, омываемых водой, или из лопаток и ребер. Вследствие этого приходится пользоваться средними значениями коэффициента теплопередачи k, исходя из пересчета экспериментальных данных. Для ориентировочных расчетов можно воспользоваться следующей зависимостью

$$\frac{1}{kf} = \frac{1}{\alpha_g f_g} + \frac{1}{\alpha_w f_w}, \tag{14. 22в}$$

где α_g, α_w — средние опытные значения коэффициентов теплопередачи на стороне газа или воды, выраженные в *ккал/часм²град*;

f — поверхность охлаждения в *м²*, вводимая в расчет;

f_g, f_w — поверхности в *м²*, омываемые газом или водой.

Температура t'_w воды на входе в отдельные ступени зависит от схемы ее подсоединения; если все ступени обтекаются параллельно водой, то t'_w во всех ступенях равняется температуре холодной воды. В этом случае достигается оптимальное охлаждение, но за счет максимального расхода воды. Наименьший расход воды, отнесенный к количеству отведенного тепла, достигается при последовательном соединении потоков охлаждающей воды на отдельных ступенях, причем вода должна поступать в первую и выходить на последней ступени; в этом случае получается параллельный поток в гидравлическом отношении и противоток — в теплотехническом отношении. В этом случае t'_w представляет температуру на выходе из предыдущей ступени и охлаждение отдельных ступеней нельзя регулировать произвольно. По последней причине обычно применяют первую названную схему.

114. ВЛИЯНИЕ ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА

Влажность уменьшает вес перемещаемого сухого воздуха на каждый кубический метр всасываемого объема, потому что, согласно закону Дальтона, его парциальное давление уменьшается на парциальное давление p_{dI} водяных паров, следовательно, снижается с p_I до $p_I - p_{dI}$. Отсюда вытекает необходимость увеличения расхода, вводимого в расчет, в следующем соотношении

$$\xi = \frac{p_I}{p_I - p_{dI}} = \frac{p_I}{p_I - \varphi p_{sI}}, \qquad (14.23)$$

где p_{sI} — давление насыщенных паров при данной температуре и $\varphi = p_{dI}/p_{sI}$—относительная влажность. p_{sI} определяется по таблицам (см. табл. 18) для насыщенных водяных паров, соответственно температуре газовой смеси. Вместо φ используется также «степень насыщения» $\psi = x/x_s$ (x — содержание воды в килограммах пара на килограмм сухого воздуха; x_s — значение x при насыщении). Между ψ и φ существует соотношение

$$\frac{\psi}{\varphi} = \frac{p_I - p_{sI}}{p_I - p_{dI}}. \qquad (14.23)$$

Ввиду того что p_{sI} и p_{dI} всегда очень малы по сравнению с p_I при возможных температурах на стороне всасывания, то практически φ и ψ совпадают. Следовательно, можно легко вычислить коэффициент увеличения расхода ξ, когда известны φ и ψ. Этот коэффициент заметно выше 1 только при высоких температурах всасываемого воздуха. Важно, однако, принять во внимание следующее влияние влажности воздуха на работу компрессора.

Во время сжатия, которое большей частью происходит при сильном повышении температуры, соответственно сильно возрастает давление p_s насыщенных паров, в то время как давление p_d увеличивается только в той же степени, как и общее давление; относительная влажность φ, таким образом, сильно снижается. Если, однако,

Таблица 18

Давление насыщенных паров воды [421] в *кг/см²*

Градусы	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	0,00623	0,00669	0,00719	0,00772	0,00829	0,00889	0,00953	0,01021	0,01093	0,01170
10	0,01251	0,01338	0,01429	0,01526	0,01629	0,01738	0,01853	0,01974	0,02103	0,02239
20	0,02383	0,02534	0,02694	0,02863	0,03041	0,03229	0,03426	0,03634	0,03853	0,04083
30	0,04325	0,04580	0,04847	0,05128	0,05423	0,05733	0,06057	0,06398	0,06755	0,07129
40	0,07520	0,07930	0,08360	0,08809	0,09279	0,09771	0,10284	0,10821	0,11382	0,11967
50	0,12578	0,13216	0,13881	0,14575	0,15298	0,16051	0,16835	0,17653	0,18504	0,19390
60	0,2031	0,2127	0,2227	0,2330	0,2438	0,2550	0,2666	0,2787	0,2912	0,3042
70	0,3177	0,3317	0,3463	0,3613	0,3769	0,3391	0,4098	0,4272	0,4451	0,4637
80	0,4829	0,5028	0,5234	0.5447	0,5667	0.5894	0,6129	0,6372	0,6623	0,6882
90	0,7149	0,7245	0,7710	0,8004	0.8307	0,8619	0,8942	0,9274	0,9616	0,9969
100	1,0332	1,0707	1,1092	1,1489	1,1898	1,2318	1,2751	1,3196	1,3654	1,4125

вслед за этим происходит охлаждение воздуха, то p_s вновь постепенно возвращается к своему начальному значению, а p_d при этом изменяется лишь в той мере, как и общее давление, которое приблизительно остается постоянным. Следовательно, при охлаждении растет относительная влажность до тех пор, пока она, наконец, не превысит значения 1, т. е. превысит точку росы и начнет выпадать вода. В силу этого необходимо предусмотреть приспособление для спуска воды в промежуточных охладителях и нагнетательном трубопроводе.

Содержание воды в килограммах пара на килограмм сухого воздуха равняется отношению плотностей пара и воздуха или, иначе, обратному отношению удельных объемов

$$x = \frac{v_l}{v_d} = R_l \frac{T_l}{p_l v_d}. \qquad (14.24)$$

Здесь индексы l и d относятся соответственно к воздуху и пару. Если применить уравнение состояния газа к пару, что вполне допустимо при рассматриваемых условиях [428], и принимая во внимание, что газовые постоянные относятся между собой, как молекулярные веса, можно также написать

$$x = \frac{m_d}{m_l} \cdot \frac{P_d}{P_l}, \qquad (14.24а)$$

где $m_d = 18$, $m_l = 29$ соответствуют молекулярным весам пара и воздуха. Выражая давление в $кг/см^2$ и одновременно учитывая, что вместо парциального давления p_l можно ввести общее давление p, получим

$$x = 0{,}622 \frac{p_d}{p} = 0{,}622 \varphi \frac{p_s}{p}. \qquad (14.24б)$$

Пример. Состояние воздуха на входе в компрессор характеризуется следующими параметрами $t_I = 20°$ С, $p_I = 1$ *ата*, $\varphi = 0{,}8$; на выходе из первого промежуточного охладителя: $t_z = 30°$ С, $p_{z1} = 2$ *ата*; на выходе из второго промежуточного охладителя $t_z = 30°$ С, $p_{z2} = 4$ *ата*; давление на выходе $p_l = 8$ *ата*. Парциальное давление пара на входе в компрессор равняется $p_{dI} = \varphi p_{sI}$, по данным табл. 18 оно равняется $0{,}8 \cdot 0{,}02383 = 0{,}0190$ *кг/см*². Расход, определяемый из уравнения (14. 23), следует умножить на $\xi = 1 : (1 - 0{,}19) = 1{,}02$. По уравнению (14. 23а) определяем $\frac{\psi}{\varphi} = (1 - 0{,}238) : (1 - 0{,}019) = 0{,}995 \approx 1$, что и следовало ожидать.

Содержание пара в килограммах на килограмм сухого воздуха составляет согласно выражению (14. 24б): в начальном состоянии (при всасывании) $x_I = 0{,}622 \cdot 0{,}019/1 = 0{,}0118$; в первом промежуточном охладителе $(x_{z1})\ s = 0{,}622 \cdot 0{,}04326/2 = 0{,}0138$, если даже иметь в виду максимально возможное содержание пара, т. е. предположить полное насыщение, причем $(p_a)_{z1} = (p_s)_{z1} = 0{,}04325$ *кг/см*² определяется по табл. 18.

Так как $(x_{z1})_s > x_I$, то воздух еще не насыщен и поэтому вода еще не будет осаждаться, но степень насыщения увеличилась до

$$\psi_{z1} = 0{,}0118/0{,}0138 = 0{,}085;$$

во втором промежуточном охладителе $(x_{z2})_s = 0{,}622 \cdot 0{,}4325/4 = 0{,}00672$, также при полном насыщении. Здесь, следовательно, выпадает $x_1 - (x_{z2})_s = 0{,}0051$ *кг* воды на килограмм воздуха.

В нагнетательном трубопроводе, поскольку воздух охлаждается до наружной температуры, $(x_e)_s = 0{,}622 \cdot 0{,}02483/8 = 0{,}00185$, так что внутри трубопровода выделяется $x_{z2} - (x_e)_s = 0{,}00487$ *кг* воды на килограмм воздуха. Ввиду того что трубы большей частью не выполняются из нержавеющего материала, подобное выделение воды оказывает вредное влияние на продолжительность срока службы трубопроводов и может быть целесообразно сжатый воздух на выходе из компрессора дополнительно охладить и удалить из него воду.

Рассмотрение изложенных выше процессов можно, естественно, провести и с помощью диаграммы (ix) Моллье [430], однако они настолько просты, что в данном случае использование диаграммы теплосодержания излишне. Само собой разумеется, что оно может быть распространено также на смеси других газов и паров. При подаче технических газов, которые оказывают агрессивное воздействие в сочетании с выпадающей водой, следует обратить особое внимание на эти процессы, потому что вода в виде тончайших капелек может увлекаться газовым потоком и попадать в следующую ступень; при этом будет происходить разъедание лопаток. Поэтому в таких случаях устанавливают после промежуточных охладителей специальные резервуары — ресиверы, в которых скорость газа снижается до очень малых значений (0,3—0,5 *м/сек*). Если в подобных случаях хотят полностью избежать выпадения воды в промежу-

точных охладителях, то необходимо ограничить охлаждение настолько, чтобы не перейти через точку росы. Следовательно, необходимо иметь $x_{sz} \geqslant x_{I}$ или по уравнению (14. 24б) $0{,}622 p_{sz}/p_z \geqslant x_I$; отсюда определяется минимально допустимое давление насыщенных паров в охладителе

$$p_{sz} \geqslant 1{,}61 x_I p_z. \qquad (14.25)$$

Соответственно в приведенном выше примере в первом промежуточном охладителе не пришлось бы вносить никаких изменений; во втором промежуточном охладителе имели бы $(p_{dz})_2 \geqslant 1{,}6 \cdot 0{,}0118 \times \times 4 = 0{,}0760$ *кг/см*², т. е. в соответствии с табл. 18 пришлось бы ограничиться $t_{z2} \geqslant 40{,}2°$ С.

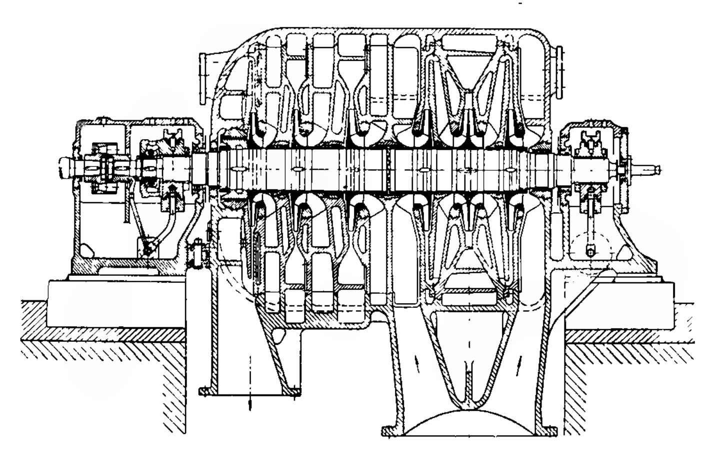
С увеличением давления в выходном ресивере p_z растет в данном случае минимально допустимое давление p_{sz} насыщенных паров и соответствующая ему температура t_z, в связи с чем эффективность охлаждения, а тем самым и к. п. д. ухудшаются.

114а. ЧИСЛО И КОНСТРУКТИВНАЯ КОМПОНОВКА КОРПУСОВ МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ КОМПРЕССОРОВ

Как и в случае водяных насосов, разместить на одном общем валу больше 9—11 радиальных ступеней невозможно. Иначе вал станет слишком длинным и невозможно выполнить такой большой диаметр вала, чтобы рабочее число оборотов не попало в диапазон критических чисел оборотов высшего порядка (см. раздел 121), потому что диаметр вала имеет верхний предел, учитывая условия входа в колесо. У центробежных компрессоров рабочее число оборотов лежит обычно между критическими числами оборотов первого и второго порядка. Рабочие числа оборотов выше критического числа оборотов второго порядка могут получаться только при очень высоком абсолютном числе оборотов, соответствующем малым расходам.

При обычной степени сжатия атмосферного воздуха, равной 7—10, можно без особых трудностей обойтись девятью центробежными ступенями, если осуществить окружные скорости, допустимые для дисков рабочих колес, кованых из специальной стали. При перемещении легких газов (синтетический газ для гидрирующих установок, газ кокосовых печей для дальнего снабжения), когда требуется такая же или даже более высокая степень сжатия, чем для воздуха, требуемое число ступеней соответственно выше и поэтому часто необходимо переходить к многокорпусной конструкции. Отдельные валы могут вращаться при этом с одинаковым числом оборотов, будучи непосредственно соединены между собой или с общим приводом. При этом часто стремятся выполнять многопоточным компрессор низкого давления, чтобы иметь возможность выбрать число оборотов по условиям работы компрессора высокого давления. На фиг. 366 показан такой пятиступенчатый компрессор, у которого первые две ступени — двухпоточные. Другая возможность осуществления рациональной конструкции состоит в том, что

группа ступеней высокого давления работает при более высоком числе оборотов, чем ступени низкого давления, так как благодаря этому уменьшается их диаметр и можно, следовательно, применить более выгодную форму колеса; кроме того, в этом случае возможно



Фиг. 366. Пятиступенчатый турбокомпрессор с наружным охлаждением и двусторонним всасыванием у группы ступеней низкого давления.

для всех колес допустить предельную окружную скорость. Это различное число оборотов может быть осуществлено путем включения зубчатой передачи или с помощью отдельных приводов (возможные при этом схемы были описаны Клюге [431], а также Науманном [432]).

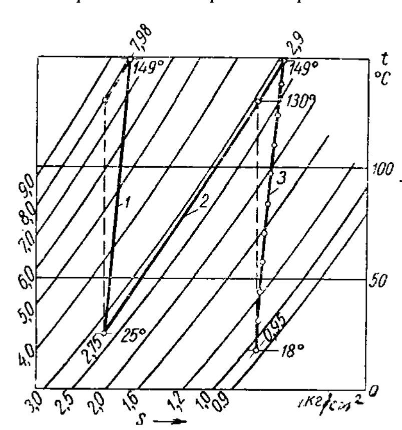
115. ПРИМЕР РАСЧЕТА МНОГОСТУПЕНЧАТОГО ОСЕВОГО КОМПРЕССОРА

Объемная производительность, отнесенная к условиям всасывания, т. е. к полному внешнему давлению $p_a = 0{,}98$ *ата*, равняется $V_g = 50\,000$ *м³/час*; наружная температура $t_a = 15°$ С и давление на выходе 7 *ати*. Для учета нагрева воздуха из-за повышенной температуры в машинном помещении, а также для учета сопротивления во всасывающем трубопроводе (в особенности воздушного фильтра), а также для надежности расчета, примем следующие исходные параметры, отнесенные к всасывающему патрубку; температура во всасывающем патрубке компрессора повышается на 3°, так что $t_{\text{I}} = 18°$ С, $T_{\text{I}} = 291°$ К; давление всасывания понизим на 3%, т. е. $p_{\text{I}} = 0{,}97$, $p_a = 0{,}95$ *кг/см²*; расход повысим на 6%, следовательно, $V_g' = 53\,000$ *м³/час* $= 14{,}73$ *м³/сек*; расчетный весовой расход $G' = 1{,}125 \times 14{,}73 = 16{,}6$ *кг/сек*.

Давление на выходе $p_{\text{II}} = 7 + p_a = 7{,}98$ *кг/см²*.

При осевом потоке внутреннее охлаждение может быть осуществлено только через рубашку корпуса и поэтому не может быть

достаточно эффективным. Вследствие этого приходится применять только внешнее охлаждение, при котором приходится считаться с некоторыми потерями на выходе из соответствующих ступеней. Мы ограничимся рассмотрением только однократного промежуточного охлаждения между группами ступеней низкого давления и высокого давления, которые размещены в отдельных неохлаждаемых корпусах. Пусть промежуточное давление при полном охлаждении (без трения) составляет $p_z = \sqrt{p_{I} p_{II}} = 2{,}75$ *кг/см²*. Действительное конечное давление в корпусе низкого давления должно быть выше (согласно изложенному в разделе 113, п. 2) и оно определяется, учитывая приблизительно выбранные потери давления в охладителе, путем подбора на основании диаграммы i_x; в данном случае оно оказалось равным $p_{z1} = 2{,}90$ *ата* (фиг. 367).



Фиг. 367. Рабочий процесс осевого компрессора с однократным наружным охлаждением:

1 — ступени низкого давления; *2* — промежуточное охлаждение; *3* — ступени высокого давления.

Пусть на выходе из промежуточного охладителя давление на 5% ниже, т. е. $p_{z2} = 2{,}75$ *ата* при температуре $t_{z2} = 25°$ С (охлаждение свежей водой).

Часть низкого давления. Рассмотрим последовательно случай отсутствия закрутки на входе и случай постоянной степени реакции 50%.

А. Чисто осевой поток на входе в рабочие колеса

($\alpha_0 = 90°$). Здесь $\delta_r = 1$. Кроме того, все дальнейшее течение будем считать безвихревым. Число оборотов удобнее всего определить по звуковому коэффициенту быстроходности $S = \delta_r^2 n^2 V/(ka^3)$. Предварительно примем $V = V'_\partial$ и выберем значение S, равное 50, которое при $\beta_{0a} = 35°$ (что относится, однако, к V_0, а не к V_g) приблизительно соответствует числу Маха $w_{0a}/a = 0{,}77$.

Применим на первой ступени максимально возможную длину лопатки (конструкция с предельной производительностью), учитывая, однако, что и высота напора на ступени не должна быть слишком малой. Поэтому выберем отношение радиусов $\frac{r_i}{r_a} = 0{,}6$ соответственно $k = 1 - 0{,}6^2 = 0{,}64$. Окончательно при $a = 20{,}2 \cdot \sqrt{T_1} = 343$ *м/сек*, $V_\partial = 14{,}73$ *м³/сек*, выбранное значение S дает $n = 9350$ об/мин ($\omega = 978$ *¹/сек*).

1. Первая ступень. Объемный расход V_0' на входе в рабочее колесо больше, чем V_g'. Вычислим V_0' из уравнений (5. 38а) и (5. 39) раздела 43, откуда получим $V_0' = 16,3$ *м³/сек*. Вследствие этого звуковой коэффициент быстроходности повышается до $S = 55$ и число Маха $\frac{w_{0a}}{a}$ до 0,8. Это ухудшение компенсируется тем, что на последующих ступенях получатся меньшие значения, поскольку a увеличится. Согласно уравнению (8. 13) раздела 60 при $\beta_{0a} = 35°$, получим

$$r_a = \frac{D_s}{2} = \sqrt{\frac{V_0'}{\pi k \omega \operatorname{tg} \beta_{0a}}} = 0,228\ м.$$

Отсюда $r_i = 0,6$, $r_a = 0,134$ *м*; $u_a = r_a \omega = 223,3$ *м/сек* и $c_m = c_{0m} = u_a \operatorname{tg} \beta_{0a} = 156$ *м/сек*. Проверка по равенству $c_m = \frac{V_0'}{(r_a^2 \pi k)}$ дает то же значение.

Высота напора ΔH на ступень определяется с учетом угла лопатки β_{2i} профиля, расположенного у втулки, который не должен превышать 90°. Используем для этого фиг. 177, которая при выбранном отношении радиусов $\frac{r_i}{r_a} - 0,6$, т. е. $\frac{r_a}{r_i} = 1 : 0,6 = 1,67$ и при $\beta_{0a} = 35°$ дает минимально допустимое число оборотов $n_q x/85 = n \sqrt{\frac{V_0'}{\Delta H^{3/4}}}$; откуда

$$\Delta H_{max} = \left(n \frac{\sqrt{V_0}}{n_q}\right)^{4/3} = \left(9350 \frac{\sqrt{16,3}}{185}\right)^{4/3} = 1300\ м.$$

Примем величину меньше этого значения, потому что оно определено с известным приближением (вследствие некоторого отклонения величин τ_i и p_i по сравнению с фиг. 177) и необходимо стремиться создать угол β_{2i} меньше 90°. Выберем, таким образом, $\Delta H = 1130$ *м*. Ввиду того что общая требуемая высота напора группы ступеней низкого давления согласно уравнению (1. 12а) при $p_{II} - p_I = 2,90$ *кг/см²*, $\chi = 1,4$, составляет

$$H = h_{ад} = 103 T_I \left[\left(\frac{p_{zI}}{p_I}\right)^{0,4/1,4} - 1\right] = 11\,230\ м$$

коэффициент $\mu = 1,03$ либо определяют с помощью фиг. 343[1], либо просто задаются подходящим значением; тогда число ступеней будет равняться

$$i = \frac{\mu H}{\Delta H} = 10,2$$

или округлено $i = 10$ ступеней.

Отсюда окончательно определяем $\Delta H = \frac{\mu H}{i} = 1158\ м$, соответственно коэффициент давления $\psi = 2g\,\Delta H/u_a^2 = 0,44$. Исходя из

[1] Рекомендуется лучше брать коэффициент μ большим, чем меньшим.

средней линии тока и принимая длину профиля $L = 40$ *мм*, получим (см. раздел 63) число лопаток рабочего колеса равным $z = 54$.

Расчет профиля лопатки производится для пяти поверхностей линий тока, которые мы проводим на одинаковом радиальном расстоянии согласно схеме расчета рабочих лопаток, приведенной в табл. 12. Пусть при этом гидравлический к. п. д. равен 0,88, так что $\Delta H_{th} = \frac{\Delta H}{\eta_h} = 1315$ *м*. Длина лопатки L принята равной 40 *мм* во всех цилиндрических сечениях. Результаты этих табличных расчетов при $\psi' = 1 + \sin\beta_2$ приведены в табл. 19.

Таблица 19

Результаты расчета рабочих лопаток первой ступени

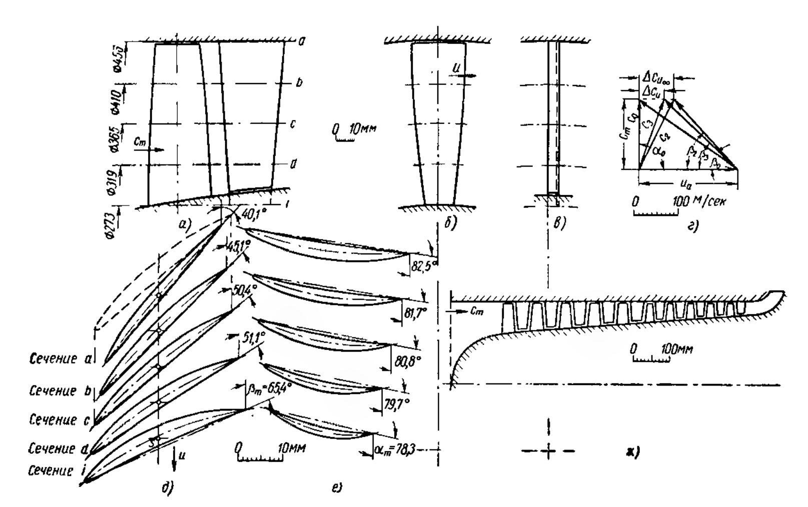
Линия тока			i	d	c	b	a
r	Размерность	Формулы	0,1365	0,1505	0,1825	0,205	0,228
$\beta_0 = \beta_1$	градусы	$\operatorname{tg}\beta_0 = \frac{c_m}{u}$	49,53	45,00	41,19	37,88	34,99
β_2	„	$\operatorname{tg}\beta_2 = \frac{c_m}{u - c_{2u}}$	81,40	69,16	59,64	52,26	46,32
β_m	„	$\beta_m = \frac{1}{2}(\beta_1 + \beta_2)$	65,4	57,0	50,4	45,0	40,6
ρ	*мм*	$\rho = L/2\sin\frac{1}{2}(\beta_2 - \beta_1) =$	72,6	95,5	123,9	159,9	202,8
t/L	—	$= 2\pi r/2h$	0,400	0,464	0,464	0,597	0,663

Осевую длину направляющего аппарата $e = L\sin\frac{\alpha_4 + \alpha_5}{2}$ выбирают так, чтобы противолежащие кромки рабочих лопаток и направляющего аппарата приблизительно были параллельны в меридиональном сечении. Как для рабочих лопаток, так и для лопаток направляющего аппарата скелетная линия берется в виде дуги круга. Профилирование лопатки производится в соответствии с профилем № 16-009 *NACA* (см. табл. 11), таким образом, что протекание толщин перенесено на развернутую скелетную линию, соответственно требуемой относительной толщине. Профиль лопатки рабочего колеса около втулки имеет относительную толщину 10%, на периферии 6% (фиг. 368, *d*, *e*) .

На промежуточных радиусах толщина интерполируется линейно. Толщина профиля № 16-009. В таблице профилей приведены данные для профиля № 16-009 с 9%-ной относительной толщиной. Приведенные табличные значения относительных толщин должны быть умножены на соответствующие отношения. У направляющего аппарата относительная толщина принята постоянной и равной 9% от L. Число лопаток направляющего аппарата получается равной 94, если при-

менить уравнение (8. 8); это число снижено до 60 вследствие малой кривизны направляющих лопаток. Расчет углов производится по уравнениям (8. 55) и (8. 56) раздела 67 и приведен в табл. 20. Ввиду того что имеет место осевой выход потока, следовательно, $\alpha_s = 90°$, в соответствии с уравнением (8. 57б) принимаем $\psi_l' = 2{,}4$.

Профилирование первой ступени показано на фиг. 368, *д*, *е*. Для среднего сечения *с* пунктиром показан соседний профиль, чтобы определить форму канала.



Фиг. 368. Профили лопаток для первой ступени многоступенчатого компрессора (числовой пример в разделе 115, отсутствие закрутки на входе):

а — меридиональный разрез; слева — рабочее колесо; справа — направляющий аппарат; *б* — вид в плане; рабочее колесо первой ступени; *в* — вид в плане — направляющий аппарат первой ступени; *г* — треугольники на входе и выходе для внешних линий тока; *д* — рабочее колесо; *е* — направляющий аппарат; *ж* — последовательное расположение ступеней компрессора (см. раздел 115А) с укороченной осевой длиной, начиная с шестой ступени.

2. Следующие ступени группы низкого давления. Сохраним профили первой ступени, поскольку высота напора ступени должна остаться одинаковой. Тогда осевая площадь потока $\pi\,(r_a^2 - r_i^2)$ изменяется согласно уравнению (14. 12) пропорционально объемному расходу, при условии постоянства к. п. д., и если предварительно не учитывать потери через зазоры.

По производственным соображениям (в особенности осуществление малых зазоров), а также потому что более плоские профили лучше ведут себя у компрессоров в диапазоне высоких чисел Маха, чем изогнутые профили первой ступени, расположенные у втулки, мы сохраняем постоянным радиус r_a на всех ступенях и увеличиваем, следовательно, r_i по направлению потока. Это создает еще и то преимущество, что возникает радиальная составляющая, на-

Таблица 20

Расчет направляющих лопаток первой ступени

Линия тока			i	d	c	b	a
$r_u = r_s = r$	Размерность	Вычислено	0,1365	0,1595	0,1825	0,205	0,228
$\alpha_3 = \alpha_4$	град.	$\operatorname{tg}\alpha_3 = \frac{c_{3m}}{c_{3u}}$	58,26	62,113	65,16	67,62	69,70
e_l	мм	По чертежу	23,0	26,5	30,0	33,5	37,0
pl	—	$= \psi_l' \frac{r}{r_l e_l}$	0,237	0,241	0,243	0,249	0,2465
α_5	град.	$\operatorname{tg}\alpha_5 = -\frac{1}{pl}\operatorname{tg}\alpha_3$	98,34	97,25	96,43	95,75	95,22
α_m	"	$= \frac{1}{2}(\alpha_5 + \alpha_4)$	78,3	79,7	80,8	81,7	82,5
ρ	мм	$\frac{e_l}{2\sin\frac{\alpha_5 - \alpha_4}{2}\sin\alpha_m}$	34,20	44,65	56,40	96,60	84,5

правленная к периферии, которая, хотя мы и не учитываем ее в расчете, повышает стабильность потока.

Для v могут быть применены значения на входе в ступени. Для всех ступеней можно принять $427\ c_p = 103$ и $\chi = 1{,}4$, что вполне допустимо при рассматриваемом незначительном изменении температуры. При этом имеем для отдельных ступеней $(\Delta t_{ад})_{ступ} = \Delta H/103 = 11{,}23°$; $\Delta t_{ступ} = \frac{(\Delta t_{ад})_{ступ}}{\eta_i}$ или при $\eta_i = 0{,}86$; $\Delta t_{ступ} = 13{,}10°$. Определение протекания величины r_i (вследствие предположения о постоянстве к. п. д. и пренебрежения потерями через зазор этот расчет следует считать только как первое приближение) лучше всего осуществляется в виде таблицы с помощью уравнений (14. 13) и (14. 13а).

Полученная таким образом последовательность ступеней показана на фиг. 368, *ж* из которой видно, что, начиная с шестой ступени, осевая длина лопатки укорачивается; это соответствует предположению, что соответствующее снижение частоты изгибных колебаний лопаток не создает опасности резонанса с числом оборотов вала. Естественно, должно быть соблюдено полное геометрическое подобие профилирования, следовательно, также равенство t/L, что означает увеличение числа лопаток. Кроме того, укорачивается длина корпуса и тем самым удешевляется конструкция. Несмотря на уменьшение числа Рейнольдса, следует ожидать лишь незначительного снижения к. п. д.

Влияние потерь, связанных с наличием зазора. Попробуем исследовать влияние потерь из-за наличия радиального зазора,

которыми мы до сих пор пренебрегали. Основная трудность состоит в том, что необходимо ввести в расчет действительную ширину зазора. Ввиду того что это почти невозможно и само течение в зазоре, определяющее величину указанных потерь, вообще точно не поддается аналитическому определению, излагаемый ниже расчет носит только приблизительный характер.

Пусть уплотнение венца лопатки сделано без бандажа (подобная конструкция была возможна только для венцов с серповидными лопатками, в которых происходит только изменение направления, а не скорости). Для расчета потерь в зазоре можно использовать данные, приведенные в разделе 15, п. в. Минимально допустимая ширина зазора, которая учитывает только неизбежные неточности производства, составляла бы, согласно уравнению (2. 74) раздела 15, от 0,4 до 0,5 *мм*, если бы имело место заострение лопаток к периферии. Ввиду того что в действительности периферийные сечения лопаток выполняют тупыми, это значение следует удвоить и таким образом выбрать $x_{\min} \approx 0{,}9$ *мм*. Чтобы это минимальное значение не было уменьшено при эксплуатации, необходимо учесть тепловое расширение ротора относительно корпуса компрессора, а также деформации под действием центробежных сил (иногда также прогиб вала под собственным весом и при прохождении через критическое число оборотов, что, однако, может быть устранено у осевых компрессоров).

Для того чтобы сохранить минимально допустимую ширину зазора $x_{\min}$ во время работы, необходимо, следовательно, выполнить соответственно увеличенную ширину зазора в производстве, которая в данном случае должна быть выбрана примерно 1,4 *мм*. При установившемся состоянии вращающейся машины дополнительная ширина зазора будет меньше. В последующем мы исходим из значения x в 1 *мм* на всех ступенях (хотя вообще возможно учесть разницу нагревания соответственным выбором различных размеров зазора на отдельных ступенях).

Суммируя потери в зазоре рабочего колеса и направляющего аппарата, получим, согласно разделу 15, следующие потери расхода

$$\frac{V_{sp}}{V} = 1{,}25 \frac{F}{A},$$

высоты напора

$$\frac{\Delta H_{sp}}{\Delta H} = 2{,}5 \frac{E}{A},$$

к. п. д.

$$\Delta\eta = 2{,}15\eta_h \frac{E}{A},$$

где $\frac{F}{A} = \frac{\frac{2x}{r_a}}{1-\left(\frac{r_i}{r_a}\right)^2}$.

Лопаточный (гидравлический) к. п. д. η_h мы считаем одинаковым иа всех ступенях и равным 0,88, так как снижение числа Рейнольдса вследствие укорочения лопаток с избытком компенсируется повышением числа Маха. Внутренний к. п. д. ступени вычисляется, таким образом, по следующему равенству (трение на поверхностях колеса не учитывается).

$$(\eta_i)_{cmyn} = \eta_h - \Delta\eta.$$

При принятой ширине зазора в 1 *мм* получаем следующие значения для первой и последней ступеней: $\frac{V_{sp}}{V} = 0{,}0171$ и соответственно 0,0338; $\frac{\Delta H_{sp}}{\Delta H} = 0{,}0343$ и 0,0676; $(\eta_i)_{cmyn} = 0{,}854$ и 0,825.

Отсюда возникают следующие поправки:

1. Радиальная длина лопатки $r_a - r_i$ должна быть увеличена на

$$\Delta(r_a - r_i) - \frac{V_{sp}}{V}(r_a - r_i).$$

Это увеличение следовало бы осуществить наполовину у периферии и наполовину у корня лопатки. Но так как в данном случае изменение фактически должно быть осуществлено у хвоста лопатки, то требуется простой пересчет.

2. Вычисленную высоту напора следует уменьшить на величину $\sum\Delta H_{sp}$. Эта поправка уменьшается на $i \cdot 0{,}02\,\Delta H$, потому что в первом приближении расчет производился при $\eta_i = 0{,}86$ вместо 0,88.

3. Внутренний к. п. д. ухудшается к периферии. Можно было бы произвести расчет второго приближения с помощью уравнений (14. 16) до (14. 18) раздела 112, однако полученные этим путем уточнения будут в значительной степени лежать в пределах достижимой точности расчета.

Можно видеть, что потери в зазоре имеют существенное значение и необходимо использовать все возможности для уменьшения ширины зазора.

Наконец, необходимо определить состояние потока на выходе из отдельных ступеней, что можно сделать на основании следующего расчета. При этом необходимо подчеркнуть, что приведенные ниже данные относятся к полному давлению и, следовательно, предполагается полное, без потерь, использование кинетической энергии на выходе из ступени.

Таблица 21

	Размерность	Номера ступеней									
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
t_{n+1}	°C	31,2	44,5	57,8	71,2	84,6	98,0	111,3	124,9	138,2	151,9
$\frac{p_{n+1}}{p_n}$	—	1,143	1,136	1,130	1,125	1,120	1,115	1,111	1,107	1,103	1,100
p_{n+1}	*ата*	1,086	1,234	1,394	1,568	1,796	1,958	2,175	2,407	2,655	2,919

Б. Постоянная степень реакции 50%

Течение, которое возникает при постоянной реакции, больше не является безвихревым и, кроме того, на любом радиусе создается другой уровень энергии, который увеличивается с ростом степени реакции r, поскольку к периферии возрастает не только давление, но, как можно видеть на фиг. 187, растет также скорость. Необходимые для этого характеристики течения на входе в рабочее колесо не могут быть созданы входными направляющими лопатками в потоке во всасывающей трубе, который следует считать безвихревым и соответственно с постоянной энергией по сечению; входные направляющие лопатки могут изменять содержание энергии в отдельных струйках только в меру влияния сил трения. Это необходимо, следовательно, осуществить путем соответствующего дозирования подвода энергии в предвключенной ступени, причем следует обратить внимание на то, чтобы не было нарушено постоянство меридиональной скорости c_m вдоль радиуса, так как мы решили применить конструктивную форму I, описанную в разделе 65, п. б.

Разница содержания энергии в созданном течении на внутреннем радиусе (индекс i) по сравнению с энергией на любом радиусе r, определяется из уравнения Бернулли

$$E - E_i = h - h_i + \frac{c_{0u}^2 - c_{0ui}^2}{2g}.$$

Здесь согласно разделу 65

$$h - h_i = \frac{1}{g}\int_{r_i}^{r} \frac{c_{0u}^2}{r}\,dr$$

и на основании фиг. 187

$$c_{0u} = \frac{u}{2} - \frac{\Delta c_u}{2} = \frac{1}{2}\left(r\omega - \frac{g\Delta H_{th}}{r\omega}\right),$$

где ΔH_{th} — означает теоретическую высоту напора, которая предполагается на следующей ступени при постоянной реакции.

Используя полученные значения и проведя интегрирование, получим следующее выражение

$$E - E_i = \frac{(r_i\omega)^2}{4g}\left[\left(\frac{r}{r_i}\right)^2 - 1\right] - \frac{1}{2}\,\Delta H_{th}\ln\frac{r}{r_i}. \qquad (14.26)$$

Работа лопаток ΔH_{th} на следующей ступени, следовательно, первой ступени постоянной реакции, должна быть постоянной на всей площади колеса и может быть легко определена.

Согласно основному уравнению $\Delta H_{th} = \frac{u_a \Delta c_{ua}}{g}$, где

$$\Delta c_{ua} = 2\left(w_{0\,ua} - \frac{u_a}{2}\right) = 2\delta_r u_a - u_a = u_a(2\delta_r - 1),$$

так что

$$\Delta H_{th} = \frac{u_a^2}{r}(2\delta_r - 1) \qquad (14.27)$$

и соответственно теоретический коэффициент давления

$$\psi_{th} = \frac{2g\Delta H_{th}}{u_a^2} = 2(2\delta_r - 1). \qquad (14.28)$$

Работа ступени ΔH_{th} зависит также от принятой величины относительного коэффициента закрутки на входе δ_r. Для внешней линии тока следует выбирать такое значение δ_r, чтобы избежать слишком большой кривизны профиля у втулки. Это условие сводится к тому, что угол β_{3i} у втулки не должен превышать 90°.

Так как в этом предельном случае при реакции 50%, также угол $\alpha_{0i} = 90°$, вследствие симметрии треугольника скоростей, то этот вопрос можно опять выяснить с помощью фиг. 177, но при этом вместо β_{3i} следовало бы ограничить β_{2i} значением, не превышающим 90°. При данной реакции 50% мы получаем особо простое правило [1], согласно которому в предельном случае $\beta_{3i} = 90°$, коэффициент закрутки δ_r для наружной струйки должен иметь следующее значение

$$(\delta_r)_{max} = \frac{1}{2}\left[1 + \left(\frac{r_i}{r_a}\right)^2\right]. \qquad (14.29)$$

Отсюда видно, что δ_r может быть тем больше, чем больше отношение радиусов r_i/r_a, следовательно, чем короче лопатки.

Ввиду того что следует по возможности выбирать коэффициент закрутки δ_r ниже указанного максимального значения, то при уменьшающемся отношении r_i/r_a коэффициент закрутки δ_r приближается к предельному значению $^1/_2$, при котором коэффициент давления ψ_{th} становится равным нулю, согласно уравнению (14. 28).

Во всяком случае постоянная 50%-ная реакция имеет то преимущество перед случаем чисто осевого входа, что с уменьшением коэффициента закрутки δ_r может увеличиваться число оборотов h соответственно $\delta_r n = \text{const}$, поскольку еще не достигается предел прочности колеса. При этом, однако, сохраняется необходимость

---

[1] Для любого сечения потока $\delta_r = \frac{w_{0u}}{u}$, где согласно фиг. 187

$$w_{0u} = \frac{u}{2} + \frac{\Delta c_u}{2} = \frac{1}{2}\left(u + \frac{g\Delta H_{th}}{u}\right)$$

Если обозначить коэффициент закрутки для сечения потока δ_{ri}, а для наружного (временно) δ_{ra}, то отсюда следует

$$\delta_{ra} = \delta_{ri} - \frac{g\Delta H_{th}}{2}\left(\frac{1}{u_i^2} - \frac{1}{u_a^2}\right) = \delta_{ri} - \frac{g\Delta H_{th}}{2u_i^2}\left[1 - \left(\frac{r_i}{r_a}\right)^2\right].$$

В предельном случае $\beta_{3i} = 90°$ имеем $\Delta c_{ui} = u_i$ и, следовательно, $g\Delta H_{th} = u_i^2$, $\delta_{ri} = 1$, так что получается равенство (14. 29), если вместо δ_{ra} написать δ_r.

выбирать коэффициент закрутки δ_r достаточно далеким от минимального значения $^1/_2$.

С целью сравнения мы сохраним в данном случае отношение радиусов $r_i/r_a = 0{,}6$, которое было применено в расчете подраздела А для чисто осевого входа; тогда равенство (14. 29) дает $(\delta_r)_{max} = 0{,}68$. Если выбрать коэффициент закрутки, равный $\delta_r = 0{,}65$ и принять число Маха $\frac{w_{0a}}{a} = 0{,}77$, то можно продолжать расчет как в подразделе А с помощью звукового коэффициента быстроходности S, начиная с определения числа оборотов. Вследствие наличия закрутки потока на входе и связанного с ней приращения всасываемого объема V_0, а также в связи с опасностью превышения допустимых напряжений в колесе, рекомендуется оценить сперва окружную скорость u_a. Согласно фиг. 129 между u_a и w_{0a} существует зависимость

$$u_a = \frac{w_{0a} \cos \beta_{0a}}{\delta_r},$$

откуда при $w_{0a} = 0{,}77a = 0{,}77 \cdot 343 = 264$ *м/сек* и $\beta_{0a} = 35°$ определяется $u_a = 333$ *м/сек*, так что уже по соображениям прочности было бы нецелесообразно уменьшать коэффициент закрутки δ_r.

П р е д в к л ю ч е н н а я с т у п е н ь. Полученную высокую окружную скорость приходится применить также на предварительной ступени, которая особенно чувствительна к высоким числам Маха из-за низкой температуры. Поэтому и для нее следует осуществить такой же относительный коэффициент закрутки $\delta_r = 0{,}65$. Это означает, что следует установить входной направляющий аппарат, который создает закрутку, соответствующую величине δ_r. Ввиду того что скорость c_m должна быть постоянной вдоль кромки лопаток (соответственно случаю А, описанному в разделе 115), следовательно должен быть создан потенциальный вихрь при постоянстве по радиусу момента количества движения, создаваемого входным направляющим аппаратом. На радиусе r_a требуемая окружная составляющая скорости $c_{0ua} = (1 - \delta_r)\, u_a$ и отсюда момент количества движения $K_0 = (1 - \delta_r)\, u_a r_a$.

Вследствие добавления окружной составляющей скорости величина V_0, которая выше была равна 16,3 *м³/сек*, увеличивается до значения V_{0K}, определяемого из уравнения (5. 46) раздела 43 и тем самым растет также радиус r_a, потому что остается неизменной скорость $c_m = w_0 \sin \beta_{0a} = 151{,}5$ *м/сек*, поскольку остается постоянным число Маха, и, следовательно, также w_{0a}. Ввиду того что радиус r_a пока еще неизвестен, а выбранная скорость не должна быть превышена, остается ввести расчет методом последовательного приближения. При чисто осевом входе радиус r_a равнялся 0,228 *м*. Если ориентировочно принять $r_a = 0{,}242$ *м*, то приведенное выше выражение дает $K_0 = 28{,}2$ *м²/сек* и отсюда определяем из уравнения (5. 46)

$$V_{0K} = 16{,}3 + \pi \cdot 157{,}5 \cdot \left(\frac{28{,}2}{343}\right)^2 \ln\left(\frac{1}{0{,}6}\right) = 16{,}3 + 1{,}4 = 17{,}7 \text{ м}^3/\text{сек}.$$

С помощью условия неразрывности потока $V_{0K} = \pi r_a^2 (1 - 0{,}6)^2 c_m$ можно теперь определить $r_a = 0{,}242$ *м* (что совпадает с принятым выше значением), откуда угловая скорость $\omega = 330/0{,}242 = 1376$ $^1/сек$ или число оборотов $n = 30 \frac{\omega}{\pi} = 1340$ об/мин проверка — звуковой коэффициент быстроходности $S \approx 50$).

Из уравнения (14. 26) можно вычислить разность энергии, которая должна быть скомпенсирована за счет предварительной ступени. Ввиду того что высота напора в реактивной ступени составляет $\Delta H_{th} = 3390$ *м* (согласно уравнению 14. 27), разность $E_a - E_i = 960$ *кгм/кг* при $r = r_a = \frac{r_i}{0{,}6}$, следовательно, больше одной трети работы лопаток реактивной ступени. На эту величину работа лопаток $(\Delta H_{th})_1$ предвключенной ступени должна быть больше на периферии, чем у втулки, так что

$$(\Delta H_{th})_1 = (\Delta H_{th})_{1a} - (E_a - E) = (\Delta H_{th})_{1i} + E - E_i. \quad (14.\,29а)$$

При этом очевидно напор $(\Delta H_{th})_{1i}$ равняется значению (ΔH_{th}) при $r = r_i$, которое можно выбрать произвольно. При выборе этой величины необходимо принять во внимание следующее: наличие закрутки K_0, создаваемой рабочим колесом предварительной ступени, вызывает настолько сильное приращение скорости c_{0u} с уменьшением r, что входной угол $\beta_1 = \beta_0$ у втулки при известных обстоятельствах возрастает до 90° и выше. В этом легко убедиться, так как

$$\operatorname{tg} \beta_0 = \frac{c_m}{\omega_r - c_{0u}}, \quad \text{где } c_{0u} = \frac{K_0}{r} (1 - \delta_r) r_a^2 \frac{\omega}{r}$$

и

$$c_m = (w_{0u})_a \operatorname{tg} \beta_{0u} = \delta_r u_a \operatorname{tg} \beta_{0a} = \delta_r r_a \omega \operatorname{tg} \beta_{0a},$$

так что

$$\operatorname{tg} \beta_0 = \delta_r \frac{r_a}{r} \cdot \frac{\operatorname{tg} \beta_{0a}}{1 - (1 - \delta_r)\left(\frac{r_0}{r}\right)^2}. \quad (14.\,29б)$$

У втулки $r = r_i = 0{,}6r$. Отсюда можно вычислить $\delta_r = 0{,}65$ и $\beta_{0a} = 35°$, $\operatorname{tg} \beta_{0a} = 28{,}4$ и, следовательно, $\beta_{0i} - 88°$.

Отсюда можно видеть, что рабочие лопатки предварительной ступени получаются сильно закрученными и что выбранное отношение радиусов $r_i/r_a - 0{,}6$, в сочетании с коэффициентом крутки $\delta_r = 0{,}65$, представляет уже нижний предел. Следовательно, было бы желательно оба значения несколько увеличить, хотя это, с другой стороны, оказывает неблагоприятное влияние на гидравлический к. п. д. (через влияние зазора).

Крутое расположение профиля лопатки предварительной ступени у втулки исключает высокую нагрузку лопатки в этом месте, потому что иначе этот профиль становится загнутым вперед (при $\beta_{2i} > 90°$), что в данном случае приводит к отрицательной реакции и недопустимому числу Маха c_3/a на выходе из рабочего колеса. Может быть рекомендован такой профиль лопатки у втулки,

чтобы лопатка не работала, т. е. исходить из $(\Delta H_{th})_{1i} = 0$. В настоящем примере было выбрано $(\Delta H_{th})_{1i} = 100$ *м*, на основании чего определяется значение (ΔH_{th}) для любого r из выражения (14. 29а), после чего можно определить профиль лопатки в любом цилиндрическом сечении [по схеме расчета, описанной в разделе 64, с учетом выражения (14. 29б)]. На фиг. 369 показаны профили лопаток, где можно видеть, что не представляет трудности сконструировать лопатку предварительной ступени, несмотря на большую закрутку, так как во всех сечениях профиль получается достаточно мало изогнутым. Проверка прочности в соответствии с разделом 119, п. а дает нам большое напряжение под действием центробежных сил и давление потока, равное 1054 *кг/см²*, так что можно применить кованые магниево-алюминиевые сплавы.

На фиг. 369 показаны также лопатки входного направляющего аппарата предварительной ступени, которые, вследствие ускоренного течения могут быть рассчитаны без учета угла отставания потока или с очень небольшим углом. В данном примере всюду применялся коэффициент $\psi_i' = 1$, так что

$$(\Delta c_u)_{\text{лопатка}} = \left(1 + \psi_i' \frac{r}{e}\right) (\Delta c_u)_{\text{течение}}$$

(e — осевая длина входной направляющей лопатки).

Направляющая лопатка на выходе из предварительной ступени определяется тем, что распределение скорости на выходе должно создавать реакцию 50%. Так как здесь речь идет о замедленном течении, следует исходить из коэффициента $\psi_i' = (1 \div 1{,}2)\,(1 + \sin \alpha_5)$

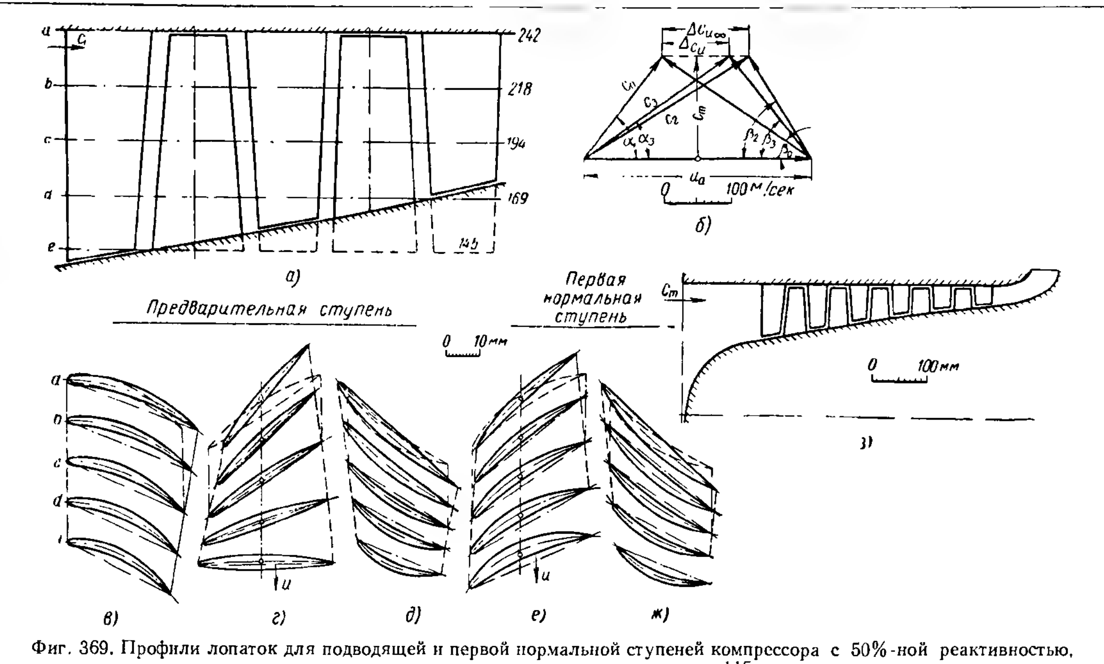
С т у п е н и   с   р е а к ц и е й   50%. Эти ступени рассчитаем при работе лопатки $\Delta H_{th} = 3390$ *м*, которая была определена из уравнения (14. 27). Расход $(V_0')_2$ первой реактивной ступени может быть определен из значения V_0', применив ход расчета, изложенный в разделе 63, п. а, причем достаточно положить в основу одну среднюю линию тока при соответствующей средней высоте напора. При этом следует иметь в виду, что уменьшение объема очень существенно, потому что не только повышается давление, но сильно уменьшается составляющая скорости c_u.

Геометрические соотношения между Δc_u и Δc_∞ для реактивных ступеней наглядно показаны на фиг. 369, *б*. Отсюда получается, следовательно, $\beta_0 = \beta_1 = \alpha_3$.

В остальном ход расчета совпадает с ходом расчета, изложенным в разделе 63. Как и раньше, $\psi' = (1 \div 1{,}2)\cdot(1 + \sin \beta_2)$, $p = \psi' r/ze$, причем величиной e задаемся, а z определяется из уравнения (8. 8) раздела 60.

Профили рабочих и направляющих лопаток зеркально подобраны (за исключением последней ступени).

В общем применено четыре реактивные ступени, которые создают уже некоторый избыток высоты напора. Можно видеть, что благодаря применению 50%-ной реакции число ступеней существенно уменьшается.



Фиг. 369. Профили лопаток для подводящей и первой нормальной ступеней компрессора с 50%-ной реактивностью, согласно числовому примеру в разделе 115:

а — меридиональный разрез; *б* — диаграмма скоростей внешних линий тока первой нормальной ступени; *в* — входной направляющий аппарат; *г* — рабочее колесо; *д* — выходной направляющий аппарат; *е* — рабочее колесо первой ступени; *ж* направляющий аппарат; *з*₁— последовательное расположение ступеней компрессора согласно числовому примеру раздела 115В.

Длина лопаток r_0—r_1 следующей ступени вычисляется опять в соответствии с разделом 111 п. «а» (а также согласно разделу 115 подраздела А, 2); также учитывается влияние зазора.

В табл. 22 приведены данные, характеризующие состояние на выходе отдельных ступеней.

Таблица 22

	Размерность	Среднее знание предварительной ступени	Ступени с 50%-ной реакцией			
			1	2	3	4
Температура на выходе t_{n+1}	°C	27,3	61,7	96,7	131,9	167,5
Отношение давлений $\frac{p_{n+1}}{p_n}$	—	1,097	1,379	1,339	1,304	1,275
Давление на выходе p_{n+1}	*ата*	1,042	1,437	1,924	2,508	3,200
Радиус r_i на выходе . .	*мм*	157,5	175,4	188,5	197,9	204,8

Вследствие небольшого числа ступеней приращение радиуса и соответственно отклонение от осевого потока значительны. Распределение энергии, характеризуемое уравнением (14. 26), нарушается вследствие того, что наружные диаметры попадают в зону низкого содержания энергии в потоке. Это можно выправить тем, что высоту напора предварительной ступени делают с несколько меньшей разницей вдоль радиуса, чем этого требует уравнение (14. 26).

П о с л е д н я я с т у п е н ь. Неравномерность содержания энергии в отдельных струйках, созданная в предварительной ступени, должна быть выравнена в рабочем колесе последней ступени. Следует, правда, отметить, что это мероприятие не играет особой роли вследствие короткого радиального размера лопаток на этой ступени. (Кстати, на фиг. 369 это и не выполнено.)

Существенно, однако, превращение большой меридиональной скорости c_m в давление в последующем безлопаточном диффузоре. Кроме того, направляющий аппарат последней ступени должен обеспечивать осевой выход потока.

В. Отделение воды в промежуточных охладителях

Если относительная влажность воздуха при 15° С составляет $\varphi_a = 0,7$, то при $p_a = 0,98$ и $p_{sa} = 0,01738$ *кг/см*^{2} согласно табл. 18 коэффициент увеличения влажности по уравнению (14. 23) раздела 114 будет составлять

$$\xi = \frac{0,98}{0,98 - 0,7 \cdot 0,01738} = 1,01.$$

Следовательно, влажность учтена с запасом благодаря сделанной прибавке в 6%. На выходе промежуточного охладителя, где давление у рассматриваемого компрессора (см. подраздел Д) снижается до $p_{z2} = 2{,}75$ *ата*, а давление насыщенных водяных паров при температуре $t_{z2} = 25°$ С повышается до $p_z = 0{,}0323$ *ата*, влажность возрастает до

$$\varphi_{z2} = \varphi_a \frac{p_{za}}{p_a} \cdot \frac{p_{sa}}{p_{za}} = 0{,}7 \cdot \frac{2{,}75}{0{,}98} \ \frac{0{,}01738}{0{,}0323} = 1{,}05$$

и, следовательно, должно конденсироваться 5% водяных паров, соответствующая потеря веса очень незначительна. Кроме того, конденсат настолько тонко распределяется по объему, что можно рассчитывать на увлечение данного незначительного количества в ступени высокого давления.

Г. Корпус высокого давления

Как и в части низкого давления, весовой расход составляет $G' = 16{,}6$ *кг/сек*. Кроме того, имеем следующие данные: входное давление $p_{z2} = p_{1н} = 2{,}75$ *кг/см*^{2}, входная температура $t_{z2} = t_{1н} = 25°$ С, выходное давление $p_{11н} - 6{,}98$ *кг/см*^{2}. Объемная подача на выходе из промежуточного охладителя, следовательно, равняется

$$V'_{1н} = \frac{G'R \cdot T_{1н}}{10^4 p_{1н}} = 16{,}6 \cdot 29{,}27 \cdot 298/10^4 \cdot 2{,}75 = 5{,}0 \quad м^3/сек.$$

Если обе части высокого и низкого давления должны быть равноценными, необходимо сохранить свободу выбора числа оборотов, чтобы иметь возможность выполнить первую ступень по возможности с большим отношением радиусов r_a/r_i (с предельной нагрузкой ступени). Конечно, тогда потребуется редуктор между обоими роторами.

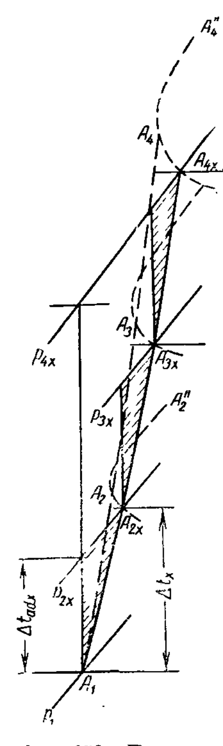
Число оборотов роторов высокого и низкого давления можно выравнять между собой с помощью двухпоточной схемы ротора низкого давления, благодаря чему отпадает промежуточный редуктор (см. раздел 114а), и в то же время сохраняется возможность проектирования ступени с предельной нагрузкой. В остальном ход расчета высокого давления сохраняется таким же, как и низкого давления.

116. ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОСТУПЕНЧАТОГО КОМПРЕССОРА

а) Зависимость от числа ступеней. Напорная характеристика, т. е. кривая постоянного числа оборотов на диаграмме V_x, H_x, изменяет свою общую форму в зависимости от числа ступеней в области достаточно высокого отношения давлений, в случае подачи газов, а при подаче жидкости сохраняется пропорциональность значений ординат.

Мы исходим из напорной характеристики отдельной ступени, теоретическое протекание которой определяется для радионального колеса согласно разделу 81 п. в и г, для осевого колеса — согласно разделу 87, если изменение объема в колесе незначительно; в извест-

ном приближении влияние этого изменения объема можно учесть, если по оси абсцисс отложить значение объема потока на выходе из рабочего колеса, потому что по этому параметру остаются неизменными кривые работы лопаток и потерь на удар при входе в направляющий аппарат, а также приблизительно сохраняется парабола сопротивления. Изменением кривой потерь на удар при входе в рабочее колесо можно пренебречь [432а]. Естественно, что наиболее надежно определение характеристик экспериментальным путем. Предположим, что, кроме напорной характеристики, известна также кривая к. п. д.. ступени $(\eta_i)_{cmyn}$. Можно применить одинаковую напорную характеристику в пределах любой группы ступеней одинакового диаметра и одинакового угла лопаток, если масштаб V_x пересчитывается обратно пропорционально ширине колеса. Этот пересчет отпадает, когда по абсциссе наносится степень наполнения $\varepsilon = V_x/V$, как это и будет сделано ниже.



Фиг. 370. Построение результирующей характеристики с помощью TS-диаграммы:

A_1A_4 — кривая состояния на расчетном режиме. A_1A_x — кривая состояния при повышенном расходе.

Единственная трудность в сведении напорных характеристик отдельных ступеней в результирующую напорную характеристику многоступенчатого компрессора заключается в том, что одинаковые степени наполнения на всех ступенях имеют место только в расчетной точке. При пониженной производительности степень наполнения все больше и больше снижается на последующих ступенях, потому что высота напора на ступени и, следовательно, сжатие возрастают. При повышении производительности по сравнению с расчетной степень наполнения увеличивается, потому что высота напора на ступени и, тем самым, степень сжатия быстро снижаются. Результирующая напорная характеристика определяется наиболее точно с помощью диаграммы TS, потому что тогда учитывается также величина μ, характеризующая влияние теплоты трения согласно уравнению (14. 1) раздела 110. Для этой цели по напорной характеристике и кривой к. п. д. определяют соответствующие значения ΔH_x и $(\eta_i)_{x\,cmyn}$; путем нанесения по вертикали значений $\Delta t_{adx} = \Delta H_x/427c_p$ в точке состояния A_1 входа (фиг. 370) получаем изобару p_{2x} выхода ступени для соответствующей точки, а в точке пересечения A_{2x} этой изобары с горизонталью на расстоянии $\Delta t_x = \frac{\Delta_{adx}}{(\eta_i)_{x\,cmyn}}$ определяем состояние входа для следующей ступени. Повторением этого приема переносят всю напор-

ную характеристику на диаграмму TS в виде кривой A_{2x}, A_2, A_2''. Теперь для любой точки известен удельный объем v_{2x} и тем самым наполнение второй ступени.

$$\varepsilon_{2x} = \frac{V_{2x}}{V_2} = \frac{G_x v_{2x}}{G v_2} = \varepsilon_1 \frac{v_{2x}}{v_2}. \tag{14.30}$$

Путем повторения этого приема можно из полученной кривой состояния A_{2x}, A_2, A_2'' определить состояние потока на входе в третью ступень и, наконец, построить искомую суммарную кривую.

Если речь идет о компрессоре с промежуточным охлаждением, то можно соответственно учесть влияние охлаждения, а также потерю давления в промежуточном охладителе.

Результирующая напорная характеристика имеет большую протяженность неустойчивой ветви и характеризуется более быстрым снижением в области перегрузки, чем напорные характеристики отдельных ступеней. (В 3-м издании настоящей книги был дан подробный обзор приближенных способов определения этих зависимостей).

б) Зависимость от числа оборотов. В данном случае при изменении числа оборотов не применимы больше простые правила пересчета, пригодные для случая подачи воды, а именно закон конгруентности и закон подобия. Больше не существует парабол одинаковых ударных потерь на входе хотя бы уже потому, что отсутствие удара на входе на всех ступенях возможно только при одном единственном числе оборотов и при одном единственном объемном расходе, а именно только в расчетной точке (поскольку начальная температура и характер газа остаются неизменными). При увеличении числа оборотов степень наполнения снижается от ступени к ступени сильнее, чем при пониженном числе оборотов, поскольку быстрее возрастает плотность.

Подобные изменения в зависимости от числа оборотов происходят даже в пределах одной ступени, потому что с числом оборотов изменяется степень сжатия в рабочем колесе, а направляющий аппарат в известной степени представляет собой ступень, присоединенную после рабочего колеса. Поэтому и у одноступенчатого компрессора высокого давления только при одном числе оборотов отсутствует удар или создаются одинаковые ударные условия в рабочем колесе и направляющем аппарате, а поэтому теряет смысл вопрос о кривых постоянных ударных условия течения. Ввиду того, что при увеличении числа оборотов выше расчетного плотность от ступени к ступени растет быстрее, чем при расчетном числе оборотов, высота напора увеличивается больше, чем это соответствует закону подобия или конгруентности. В соответствии с этим и напорные характеристики изменяются более круто.

в) Изменение к. п. д. компрессора с ростом числа оборотов. Характеристическое поле (топографическое поле характеристик) компрессора дает такое же протекание кривых к. п. д., как и в случае водяного насоса, поскольку к. п. д. с ростом числа оборотов

достигает своего максимального значения, а затем вновь снижается. Повышение к. п. д. при росте числа оборотов в области низких чисел оборотов вполне можно объяснить ростом числа Рейнольдса, что связано с уменьшением трения и, кроме того, приближением к расчетной точке. Последующее снижение к. п. д. имеет своей причиной в случае подачи воды возникновение кавитации. Соответственно у компрессоров причина может лежать в росте числа Маха, т. е. в приближении к скорости звука. В эту общую оценку включено много явлений, которые заслуживают, чтобы они были рассмотрены отдельно.

На снижение к. п. д. с ростом числа оборотов влияют следующие причины:

1. Увеличение коэффициента μ, который учитывает дополнительную работу компрессора, связанную с влиянием теплоты трения в области повышенных давлений. Это влияние не зависит от числа ступеней и может быть определено с помощью уравнения (14. 9) с использованием диаграммы значений μ (см. фиг. 343).

2. Описанное в предыдущем разделе смещение потока в направляющем аппарате или спиральном кожухе относительно рабочего колеса или же изменение обтекания верхних ступеней относительно нижних.

3. Местное превышение скорости звука в тех же местах, где возникает кавитация у водяных насосов, в особенности в начале лопаток или на острых кромках.

4. В направляющем или в рабочем канале с ростом числа Маха, т. е. с ростом числа оборотов согласно уравнению (2. 61) раздела 14, п. б уменьшается допустимый угол раскрытия диффузора, при превышении которого наступает ухудшение преобразования скорости в давление.

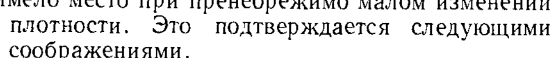
Факторы, упомянутые в пунктах 1 и 2, не зависят от выбранного числа ступеней, в то время как факторы, изложенные в пунктах 3 и 4, усиливают свое влияние с увеличением высоты напора на ступень, причем в случае применения выходных направляющих лопаток их влияние больше, чем для безлопаточного направляющего кольца. Аналогично их влияние сильнее при закрутке потока на входе в рабочее колесо против потока, чем при закрутке по потоку.

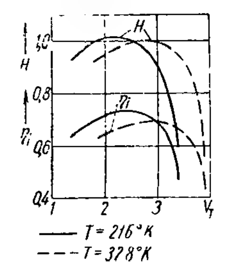
г) **Предел помпажа, граница отрыва потока.** При снижении числа оборотов сжатие воздуха на отдельных ступенях меньше, чем было принято в расчете. В связи с этим на верхние ступени поступает относительно большой объем. Вследствие этого граница помпажа и отрыва потока сперва наступает на первой ступени. При этом следует напомнить (см. раздел 87, дополнительное замечание), что для осевого компрессора определяющей является граница возникновения срывных режимов течения. При достаточном превышении числа оборотов, очевидно, возникает обратный случай. Теперь сжатие на отдельных ступенях больше, чем по расчетным данным, так что начало срыва переходит на последнюю ступень [433]. Этот режим еще более нежелателен, чем описанный выше (срыв при пониженном числе оборотов), так как с ростом числа оборотов область

срыва расширяется значительно более быстро. Поэтому рекомендуется расчетное число оборотов осевого компрессора выбирать выше рабочего во всех тех случаях, когда возникает вопрос об ограничении области срыва. Естественно, при этом необходимо пересчитать и расход и высоту напора соответственно увеличению числа оборотов (хотя бы приближенным способом на основании законов подобия).

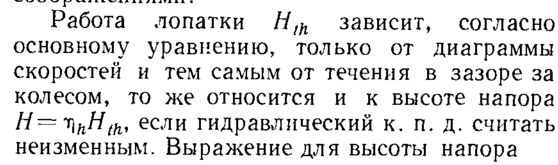
117. ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК ОТ НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И РОДА ГАЗА

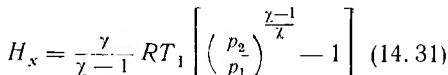
Вследствие сжимаемости газа напорная характеристика одного и того же компрессора даже при одинаковом числе Рейнольдса больше не является независимой от рода газа и начальной температуры T_1, как это имело место при пренебрежимо малом изменении


плотности. Это подтверждается следующими соображениями.



Фиг. 371. Влияние температуры на входе на напорную характеристику и кривую к. п. д. у многоступенчатого нагнетателя (для наддува поршневого двигателя).


Работа лопатки H_{th} зависит, согласно основному уравнению, только от диаграммы скоростей и тем самым от течения в зазоре за колесом, то же относится и к высоте напора $H = \eta_h H_{th}$, если гидравлический к. п. д. считать неизменным. Выражение для высоты напора


$$H_x = \frac{\chi}{\chi - 1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\chi - 1}{\chi}} - 1 \right] \quad (14.31)$$

показывает, что с изменением рода газа (следовательно, с изменением χ и R) или с изменением начальной температуры T_1 высота напора H может сохраниться только тогда, когда изменяется отношение давлений p_{II}/p_I, а следовательно и объемов V_{II}/V_I. Изменение отношения объемов требует, чтобы изменялось как V_{II}, так и V_I для сохранения постоянной скорости в зазоре. Как видно на фиг. 371, эта зависимость полностью подтверждается опытом. В противоположность этому, изменение начального давления не оказывает влияния на отношения объемов и влияет на форму напорной характеристики лишь в связи с тем, что изменяется кинематическая вязкость, следовательно, и число Рейнольдса.

Отсюда возникает необходимость пересчета характеристики с одного начального состояния на другое, поскольку часто невозможно осуществить такие же условия испытания, т. е. такие же начальные температуры или такие же характеристики газа, как в эксплуатации. Это имеет, например, место у нагнетателей для наддува авиадвигателей или у компрессоров для химических газов.

Очевидно, что в этих случаях невозможно сохранить постоянство отношения скоростей во всем процессе сжатия при постоянном числе

оборотов, но оно может быть осуществлено, если соответственно изменять число оборотов. При этом, конечно, приходится ограничиться рассмотрением только неохлаждаемых машин, а также случаями газа с одинаковым атомным числом, т. е. при одинаковом показателе степени χ и пренебречь влиянием различных чисел Рейнольдса в обоих сравниваемых течениях.

Для нахождения возможности пересчета экспериментальных данных примем во внимание следующие соображения. Влияние газовой постоянной R и начальной температуры T_1 можно обобщить с помощью параметра a_1 — скорости звука, потому что $g\chi RT_1 = a_1^2$, так что

$$H_x = \frac{a_1^2}{g(\chi - 1)}\left[\left(\frac{p_{11}}{p_1}\right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} - 1\right]. \quad (14.32)$$

При одинаковом значении χ, т. е. при одинаковом атомном числе перемещаемого газа, играет роль только изменение a_1, что мы можем выразить путем введения в расчетные формулы числа Маха $\mathrm{Ma} = \frac{u_2}{a_1}$; выразив скорость звука a через

$$a_1 = \frac{u_2}{\frac{u_2}{u_1}} = \frac{u_2}{\mathrm{Ma}},$$

получим

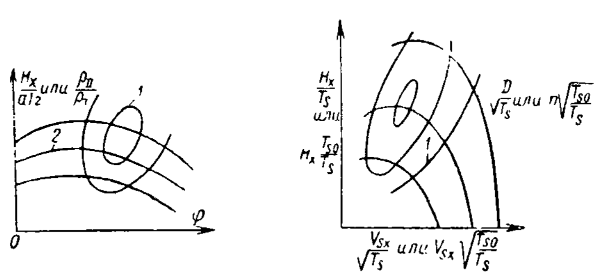
$$H_x = \frac{u_2^2}{(\mathrm{Ma})^2 g(\chi - 1)}\left[\left(\frac{p_{11}}{p_1}\right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} - 1\right] \quad (14.33)$$

или после введения коэффициента давления

$$\psi_x = \frac{2gH_x}{u^2} = \frac{2}{(\mathrm{Ma})^2(\chi - 1)}\left[\left(\frac{p_{11}}{p_1}\right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} - 1\right]. \quad (14.34)$$

Постоянное отношение давлений и тем самым постоянное отношение объемов и подобные треугольники скоростей (в случае геометрического подобия, одинакового числа Рейнольдса и одинаковых условий входного удара, т. е. одинаковая степень наполнения V_x/V) обеспечиваются таким образом только тогда, когда, кроме коэффициента давления ψ_x, равны также числа Маха и показатели адиабаты χ (или равны атомные числа). В этом случае, следовательно, можно перенести результаты испытаний на натуру. Если пренебречь влиянием числа Рейнольдса и характеризовать степень наполнения коэффициентом подачи $\varphi = c_{0x}/u_2$, то для одинаковых или подобных машин коэффициент давления ψ_x является только функцией φ и Ма, так что его можно графически изобразить в зависимости от φ при параметре Ма. Следовательно, можно получить удобное безразмерное графическое изображение, которое остается справедливым также в случае изменения начальной температуры и характера газа (т. е. если рассматриваемые газы обладают одинаковым атомным числом [434]).

Для одинаковых машин параметр Ма включает тогда влияние числа оборотов. Можно видеть, что равенство треугольников скоростей может быть осуществлено на всем пути сжатия, если, кроме коэффициента подачи φ, сохраняет постоянное значение число Ма, т. е. число оборотов изменяется соответственно изменению начальной температуры или характера газа. Но на таком графике различные линии Ма=const проходят достаточно близко одна от другой, потому что влияние числа Маха в определенном диапазоне незначительно, а для несжимаемых жидкостей закон подобия дает одну и ту же кривую φ, ψ_x при всех числах оборотов. Чтобы приблизиться к обыч-



Фиг. 372. Различные характеристики геометрически подобных компрессоров при переменной начальной температуре и газовой постоянной, но при постоянном показателе адиабаты χ. 1 — η_i = const; 2 — Ма = const.

ному графическому изображению, а именно, к нашей напорной характеристике, т. е. к линии H_x, V_x, напишем

$$H_x = \frac{u_2^2}{2g}\psi_x, \tag{14.35}$$

и разделив на $\chi RT_1 = a_1^2/g$, получим

$$\frac{gH_x}{a_1^2} = \frac{u_2^2}{2a_1^2}\psi_x = \frac{(\mathrm{Ma})^2}{2}\cdot\psi_x. \tag{14.36}$$

Правая сторона этого выражения опять зависит только от φ и Ма. Левую сторону, т. е. H_x/a_1^2 или H_x/RT_1 (если одинаковы атомные числа и тем самым равны χ), или согласно уравнению (14. 32) также p_{II}/p_I, можно графически изобразить в зависимости от φ по параметру Ма, причем теперь отдельные линии одинакового числа Маха будут лежать достаточно далеко друг от друга (см. фиг. 372, *а*).

Можно еще больше приблизиться к обычному графическому изображению напорной характеристики, т. е. к линии H_xV_x постоянного числа оборотов, если на оси абсцисс отразить влияние числа оборотов и нанести вместо φ величину

$$\varphi\mathrm{Ma} = \frac{c_{0x}}{u_2}\cdot\frac{u_2}{a_1} = \frac{c_{0x}}{a_1} = \frac{V_{1x}}{F_0\sqrt{g\chi RT_1}}. \tag{14.37}$$

Следовательно, теперь H_x/a_1^2 можно изобразить в зависимости от $c_{0x}/a_1 \sim \frac{V_{1x}}{\sqrt{RT_1}}$ по параметру $\text{Ma} = u_2/a_1$.

Весь способ очевидно основан на том, что при графическом изображении экспериментальных данных предлагается значение давлений, а также высоты напора разделить на квадрат скорости звука, а значения скоростей, следовательно, также расхода или числа оборотов — на скорость звука в первой степени.

Если речь идет об одинаковых компрессорах и одинаковом характере газа, т. е. о неизменных значениях F_0 и χR в уравнении (14. 37), то достаточно принять за абсциссу значение $V_{1x}/\sqrt{T_1}$ или $V_{1x}\sqrt{T_{10}/T_1}$, где T_{10} — какая-нибудь исходная температура, а за ординату — значения H_x/T_1 или $H_x T_{10}/T_1$ согласно уравнению (14. 36); кроме того, за параметр напорной характеристики принимают значения $n/\sqrt{T_1}$ или $n\sqrt{T_{10}/T_1}$. Тогда получаем графическое изображение, которое в значительной степени похоже на обычное (см. фиг. 372, *б*).

Вследствие этого при различии начальной температуры полное подобие течения достигается только тогда, когда число оборотов изменяется соответственно с начальной температурой. При условии, что влиянием числа Рейнольдса можно пренебречь, любой точке на фиг. 372 можно приписать определенное значение внутреннего к. п. д. и построить линии одинакового к. п. д., после чего образуется обычная диаграммы.

Если нанести по одному из указанных способов экспериментальные данные, то не требуется особого исследования влияния температуры всасываемого газа, потому что график применим для любой температуры. Единственная неточность лежит в пренебрежении разности числа Рейнольдса у сравниваемых течений; в остальном характеристики справедливы как для одноступенчатых, так и для многоступенчатых машин.

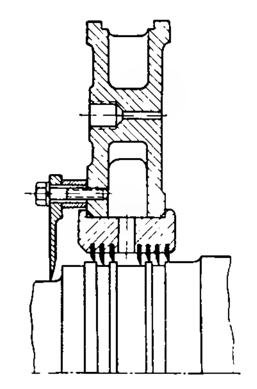
Для газов с различным показателем χ адиабаты невозможно произвести подобный простой пересчет, потому что полное подобие течения нельзя создать на всем пути сжатия посредством простого изменения числа оборотов в сочетании с постоянным значением φ.

118. УРАВНОВЕШИВАНИЕ ОСЕВОГО ДАВЛЕНИЯ И УПЛОТНЕНИЯ У ГАЗОВЫХ МАШИН

Здесь также могут быть применены схемы расположения рабочих колес, о которых говорилось в разделе 110 для случая подачи воды.

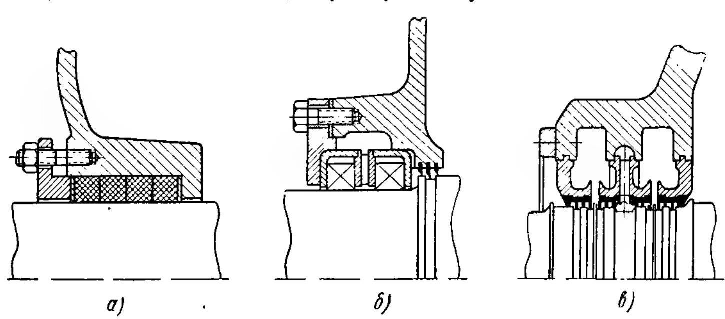
Осевое давление, возникающее при одностороннем всасывании, можно определить как сумму значений осевых давлений, приходящихся на отдельные колеса, а именно, для любой ступени по равенству (12. 3) раздела 99 и для осевых компрессоров — по уравнению (8. 22) раздела 64а, приняв во внимание, что $\gamma = \frac{1}{v}$ растет от ступени к ступени. За малым исключением [435], в случае перемещения газа не применяются общие для всех ступеней приспособления с основными и дополнительными зазорами для полного

уравновешивания осевого давления, в связи с желанием ограничить потери на неплотности, тем более, что размеры конструкции всегда оправдывают использование сегментных упорных подшипников, которые по своему характеру представляют не что иное, как гидравлическое уравновешивающее устройство. Только часть гидравлического осевого давления, которая не может быть надежно воспринята сегментным подшипником, компенсируется за счет установки на валу лабиринтного поршня (см. фиг. 345, 353—362, 366). Другая сторона этого поршня при перемещении сжатого воздуха находится под атмосферным давлением, а при подаче технических газов или паров — соединена со всасывающим патрубком. Для лабиринтного уплотнения уравновешивающего поршня достаточна при этом утечка приблизительно лишь 0,5 до 1,5%.



Фиг. 373. Лабиринтное уплотнение воздуходувки.

При применении такого уравновешивающего поршня, в случае подачи воздуха, вал как на всасывающей, так и на напорной стороне приходится уплотнять лишь против незначительной разницы давления. Здесь достаточно небольшое количество лабиринтных колец, подобно тем, которые предусматриваются на отдельных ступенях (фиг. 373). Однако, если производится сжатие паров для получения холода или теплового насоса) или сжатие газов (например, в случае дальнего снабжения



Фиг. 374. Различные конструкции сальников для вала:

а — уплотнение асбестовым шнуром для газодувки; *б* — уплотнение угольными кольцами для газодувки; *в* — жидкостное уплотнение.

газом) следует предусматривать особые сальники, которые в неподвижном состоянии должны быть совершенно плотными (фиг. 374), например, в виде угольных колец. Количество камер может быть выбрано в зависимости от назначения. Применяются также жидкостные уплотнения (см. фиг. 347, *в*), причем вода или масло нагнета-

ются в середину узкого лабиринта и отбрасываются на выходе. Чтобы иметь возможность поддержать на достаточно высоком уровне давление жидкости, которое одновременно является уплотнительным давлением, без возникновения недопустимых потерь жидкости, необходимо уплотнительные зазоры делать узкими. Кроме того, необходимо предусмотреть в корпусе достаточные сечения для протекания жидкости, потому что иначе уровень жидкости будет достигать вала и она будет попадать внутрь воздуходувки или компрессора. В последнее время приобрели значение комбинированные сальники, в которых предусматривается сухой лабиринт, наряду с вращающимся жидкостным кольцом. В таких конструкциях необходимо обратить особое внимание на надежность уплотнения при неподвижном состоянии машины.

ГЛАВА XV

ПРОЧНОСТЬ ВАЖНЕЙШИХ КОНСТРУКТИВНЫХ ЧАСТЕЙ

119. НАПРЯЖЕНИЯ В РАБОЧЕМ КОЛЕСЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ СИЛ

В случае подачи воды верхний предел окружной скорости определяется гидравлическими условиями, в особенности кавитацией. Напряжение от центробежных сил редко играет существенную роль, даже у быстроходных рабочих колес (полуосевые и осевые колеса); в противоположность этому здесь могут иметь значение изгибающие напряжения лопаток под влиянием давления воды. Иные условия создаются при нагнетании газа. Здесь иногда напряжения материала могут дойти до предельно допустимых значений раньше, чем создадутся критические условия из-за скорости потока (приближение к скорости звука). Это в особенности относится к радиальным колесам, к осевым же колесам только тогда, когда нагнетаются газы легче воздуха или можно на входе в колесо допустить закрутку по потоку ($\sigma_r < 1$). Поэтому напряжения рабочих колес под действием центробежных сил будут рассмотрены ниже. Прочность лопаток уже рассматривалась в разделах 50 и 64а.

Венцы лопаток можно насаживать на барабаны или на диски. Поэтому следует рассмотреть следующие типичные формы роторов.

1. Барабан (фиг. 349). Напряжения на барабане от центробежных сил соответствуют напряжениям цилиндрического сосуда с внутренним повышенным давлением.

а) Если толщина стенки s мала по сравнению с средним радиусом R (фиг. 375), то можно считать, что тангенциальные напряжения равномерно распределены по толщине; известная формула для расчета котлов дает следующее напряжение под действием центробежных сил барабана

$$\sigma_u = \frac{\gamma}{g}(R\omega)^2 = \frac{\gamma}{g}u^2.$$

Для стали $\gamma = 7850$ *кг/см*^{3}, т. е. $\gamma/g = 800$ *кгсек*^{2}*/м*^{4}. Если тангенциальное напряжение выразить в *кг/см*^{2}, а u в *м/сек*, то, поскольку 1 *м*^{2} $= 10^4$ *см*^{2}, получим

$$\sigma_u = 0{,}08u^2 \text{ кг/см}^2. \qquad ((15.1)$$

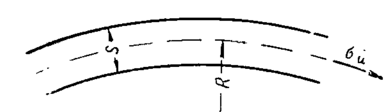
К этой нагрузке от массы барабана добавляется нагрузка под действием центробежных лопаток. Если через C_s обозначить центробежную силу отдельной лопатки, включая хвостовик лопатки и промежуточную вставку, то при числе лопаток z получится центробежная сила $zC_s/2\pi R$ на 1 *см* длины окружности; на 1 *см*^{2} поверхности рассчитываемой оболочки, если эту силу распределить на осевой длине a, что равняется шагу степеней, действует сила, равная

$$\sigma_a = \frac{zC_s}{2\pi Ra}; \tag{15. 2}$$

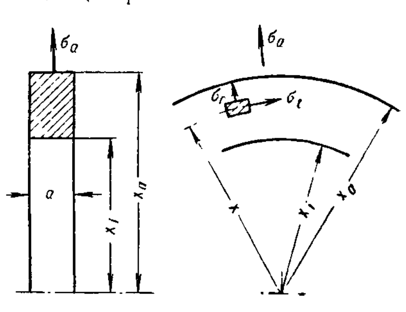
отсюда можно легко вычислить дополнительное тангенциальное напряжение барабана под действием центробежных сил лопаток

$$\sigma_s = \frac{\sigma_0 R}{s} = \frac{zC_s}{2\pi sa}.$$

В целом барабан будет испытывать в направлении окружности тангенциальное напряжение, равное $\sigma_u + \sigma_s$.



Фиг. 375. Тонкостенный барабан.



Фиг. 376. Элемент вырезанного из толстостенного барабана кольца.

б) Если стенка барабана толстая, т. е. s по сравнению с R больше не является очень малой величиной (фиг. 376), то наряду с тангенциальным напряжением возникает также радиально направленные напряжения, как это можно легко видеть, если представить барабан разделенным на тонкие концентрические барабаны, которые, вследствие разницы в напряжении σ_u и разных радиусов R, будут иметь совершенно различную радиальную деформацию и, следовательно, стали бы расходиться в радиальном направлении. Радиальные напряжения разгружают внешние кольца за счет внутренних. Теперь вместо напряжения σ_u появляются как тангенциальные напряжения σ_t, так и радиальные напряжения σ_r, причем σ_t растет от периферии к центру. Обозначим:

V — отношение поперечного сужения к продольному удлинению прямолинейного стержня (коэффициент Пуассона);

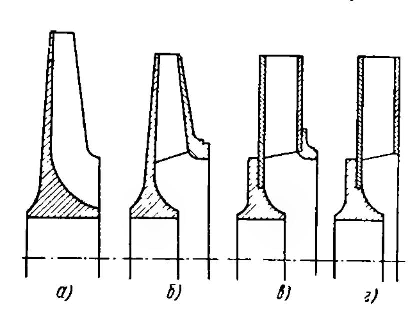
x_a, x_i — наружный и внутренний радиусы барабана;

σ_a — как и выше, напряжение по внешней окружности под действием центробежных сил лопаток, согласно уравнению (15. 2) (где теперь $R = x_a$); тогда максимальное напряжение, которое возникает на радиусе x_i, составляет

$$\sigma_{ti} = \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{\omega^2 x_a^2}{4} \left[3 + \nu + (1 - \nu) \frac{x_i^2}{x_a^2} \right] + 2\sigma_a \frac{1}{1 - \left(\frac{x_i}{x_a} \right)^2}.$$

2. Рабочее колесо. Важнейшими формами рабочих колес являются либо осевое, либо радиальное колесо. Прочность осевого колеса легче рассчитать, чем радиального, потому что большей частью осевое колесо имеет среднюю плоскость, перпендикулярную к оси, и центробежные силы лопатки действуют симметрично относительно этой средней плоскости.

На фиг. 377 показаны различные конструкции радиальных колес, причем допустимые окружные скорости уменьшаются от левой конструкции к правой. У открытого колеса *а* лопатки штампуются вместе с колесом из одного куска и возможно применять окружную скорость до 450 *м/сек*. К колесу *б* приклепаны лопатки и наружный диск. Эта конструкция позволяет применять окружную скорость до 300 *м/сек*. В то время как у этих двух конструкций колес диски приближаются к конструкции постоянной прочности, следовательно, утолщаются от периферии к оси, у конструкций *в* и *г* диски делаются листовыми; у конструкции *d* отсутствует даже внутреннее упрочнение (жесткость) покрывного диска. Вследствие этого обе последние конструкции *c* и *d* не пригодны для ответственных конструкций. Для закрытого радиального колеса существенно важно рассчитать два диска — диск втулки и покрывной диск, из которых первый внутри присоединяется к втулке колеса, а в другом находится всасывающее отверстие. В то время как первый диск упрочняется внутри благодаря втулке, у открытого наружного диска следует предусмотреть особое кольцо жесткости по внутреннему краю; поскольку такое упрочнение все же слабее, чем втулка, то покрывной диск растягивается сильнее, чем диск втулки. Со сторон лопаток к дискам приложена боковая нагрузка.



Фиг. 377. Конструкции центробежных колес:

а — открытое колесо, отштампованное из одной заготовки; *б*, *в*, *г* — закрытые колеса, лопатки и покрывные диски приклепаны.

Рассмотрим теперь конструкцию колеса, изображенную на фиг. 379, и рассчитаем напряжение в дисках под действием центробежных сил. Будем исходить из того, что лопатки сами по себе никакой нагрузки не воспринимают и что их масса так распределена по сплошному диску, что радиусы сохраняются. Покрывной диск не воспринимает центробежные силы лопаток, потому что он более податлив, чем диск втулки. Тогда мы можем оба диска рассчитать отдельно по способам, разработанным для турбинных дисков.

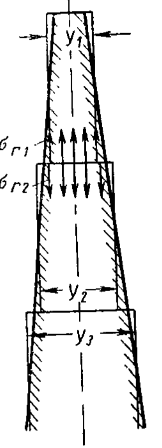
Ниже мы излагаем ход расчета таким образом, что он может быть применен как для осевых, так и для радиальных колес. При этом мы предполагаем, что колесо спроектировано и следует определить распределение напряжений. Из большего количества спо-

собов расчета [437], [438], [439], [440] рассмотрим тот, который наиболее пригоден для данной цели.

а) **Напряжение в диске произвольной формы.** По способу Доната делим диск на кольца равной толщины y_1, y_2 и т. д. (фиг. 378), следовательно, мы будем исходить из уравнений, применяемых к дискам равной толщины. У таких дисков напряжения σ_r и σ_t на радиусе x равны соответственно

$$\sigma_t = -\frac{1+3\nu}{8}\mu\omega^2x^2 + b_1\frac{E}{1-\nu} + b_2\frac{E}{1-\nu}\cdot\frac{1}{x^2},$$

$$\sigma_r = -\frac{3+\nu}{8}\mu\omega^2x^2 + b_1\frac{E}{1-\nu} - b_2\frac{E}{1+\nu}\cdot\frac{1}{x^2}.$$



Фиг. 378. Расчет с разбивкой по участкам.

Здесь означает: E — модуль упругости материала диска в *кг/см²*; b_1 и b_2 — постоянные интегрирования, которые определяются из граничных условий на внутреннем и наружном краях; $\mu = \frac{\gamma}{g}$ — удельная масса материала диска (в *кгсек²/см⁴*); ω — угловая скорость диска.

Форма уравнения для σ_r и σ_t позволяет упростить выражения путем замены

$$S = \sigma_t + \sigma_r; \quad D = \sigma_t - \sigma_r,$$

а именно

$$S = (1+\nu)\frac{\mu}{2}\left[-\omega^2x^2 + b_1\frac{4E}{(1-\nu^2)\mu}\right],$$

$$D = (1-\nu)\frac{\mu}{4}\left(\omega^2x^2 + \frac{b^2}{\omega^2x^2}\frac{8E\omega^2}{(1-\nu^2)\mu}\right).$$

Объединив в постоянные константы K_1 и K_2 неизменные величины для одного и того же диска постоянной толщины, можно, следовательно, написать

$$S = (1+\nu)\frac{\mu}{2}(-\omega^2x^2 + K_1); \quad D = (1-\nu)\frac{\mu}{4}\left(\omega^2x^2 + \frac{K_2}{\omega^2x^2}\right) \quad (15.3)$$

Расчет можно начинать как снаружи, так и изнутри диска. В обоих случаях первоначально не учитывается граничное условие для другого края. Если расчет начинать снаружи, то в случае осевого колеса напряжение σ_r согласно уравнению (15. 2) определяется центробежными силами лопатки, т. е.

$$\sigma_r = \frac{zC_3}{2\pi x_a y_1},$$

где x_a — радиус внешней окружности, y_1 — толщина наружного частичного диска. В случае радиального колеса компрессора на наружном крае нет радиальных сил и поэтому $\sigma_r = 0$. Но σ_t имеет конечное, но неизвестное значение и поэтому необходимо предварительно им задаться. Тогда становятся известными значения S_a

и D_a для наружного края частичного диска 1 (фиг. 379). Теперь можно определить [448] постоянные коэффициенты K_1 и K_2 из уравнения (15. 3) для наружного края, после чего получим следующие значения для внутреннего края рассматриваемого частичного диска, причем индексы a и i относятся к наружному и внутреннему краям

$$S_i = S_a + \frac{1+\nu}{2} \mu x_a^2 \omega^2 \left[1 - \left(\frac{x_i}{x_a}\right)^2\right]; \tag{15. 4}$$

$$D_i = D_a \left(\frac{x_a}{x_i}\right)^2 - \frac{1-\nu}{4} \mu x_a^2 \omega^2 \left[\left(\frac{x_a}{x_i}\right)^2 - \left(\frac{x_i}{x_a}\right)^2\right]. \tag{15. 4a}$$

Зная S_i, D_i, становятся известными предварительные напряжения на внутреннем крае частичного диска, а именно

$$\sigma_{ti} = \frac{1}{2}(S_i + D_i); \quad \sigma_{ri} = \frac{1}{2}(S_i - D_i). \tag{15. 5}$$

У радиального колеса предварительно не учитывались центробежные силы лопаток; теперь необходимо ввести их в расчет, считая, согласно сделанному выше условию, что они воспринимаются одним только сплошным диском и что сами лопатки не передают каких-либо напряжений внутрь. Мы учитываем эти силы наиболее простым способом, для чего в уравнения (15. 4) и (15. 4a) вводим соответственно большие значения удельной массы μ. Тогда для любого частичного диска получится небольшое изменение μ. Для первого частичного диска будем иметь значение $\mu_1 = \mu(y_1 + S_1)/y_1$, причем s_1 представляет толщину материала, равномерно распределенного по боковой поверхности (при предположении одинакового удельного веса материала диска и лопаток). Тогда других изменений приведенных выше уравнений не потребуется. Строго говоря, необходимо еще учесть, что перемещаемая жидкость вращается вместе с колесом и что часть центробежных сил массы диска передается жидкости; этим влиянием, однако, можно пренебречь при перемещении воздуха и даже при подаче воды оно также мало. Не учитывается также коническая форма средней поверхности.

Теперь перейдем к частичному диску *2* и применим индексы 1 и 2 для обозначения соответствующих величин для частичных дисков *1* и *2*. Тогда условие равновесия дает

$$y_1 \sigma_{ri1} = y_2 \sigma_{ra2}, \tag{15. 6}$$

откуда

$$\sigma_{ra2} = \frac{y_1}{y_2} \sigma_{ri1}$$

или

$$\Delta\sigma_r \equiv \sigma_{ra2} - \sigma_{ri1} = \left(\frac{y_1}{y_2} - 1\right) \sigma_{ri1}. \tag{15. 6a}$$

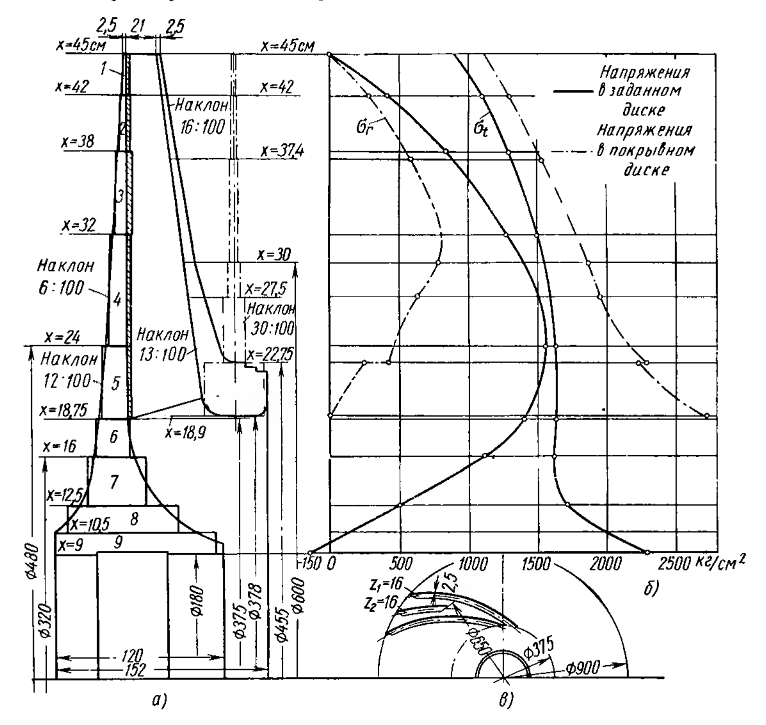
Кроме того, должно быть выполнено условие отсутствия зазора (расхождения в месте перехода), потому что там удлинения по направлению окружности должны быть равны

$$\sigma_{ta2} - \nu\sigma_{ra2} = \sigma_{ri1} - \nu\sigma_{ri1},$$

т. е.

$$\Delta\sigma_t = \sigma_{ta2} - \sigma_{tia} = \nu(\sigma_{ra2} - \sigma_{ri1}) = \nu\sigma_r. \qquad (15.7)$$

Уравнения (16. 6) и (15. 7) будут тем точнее, чем на большее количество частей будет разделен диск, т. е. чем меньше разница толщины y_1 и y_2 в местах раздела.



Фиг. 379:

а — сечение колеса с разбивкой дисков на отдельные участки; *б* — эпюра напряжений; *в* — форма лопатки.

Теперь, когда известны начальные значения σ_r и σ_t, а также S_a и D_a для второго частичного диска, способ расчета повторяется для последующих частичных дисков.

Такие повторяющиеся расчеты лучше всего выполнять в виде. таблиц. Подобные таблицы подсчитаны на примере колеса, изображенного на фиг. 379, а именно, для сплошного диска, когда $u_2 = 280$ *м/сек* и, следовательно, $\omega = 280/0{,}45 = 622$ $^1/сек$

($n = 5950$ об/мин). Постоянные для примененной стали равны: $\mu = \frac{\gamma}{g} = 7{,}85 \cdot 10^{-3}/9{,}71 \approx 8{,}10^{-6}$ *кг·сек²/см⁴* (это значение следует умножить на $(y + s)/y$; $E = 2{,}1 \cdot 10^6$ *кг/см²*; $\nu = 0{,}3$. Тогда по уравнению (15. 4)

$$\frac{1}{2}(1 + \nu)\mu\omega^2 = \frac{2(y + s)}{y}$$

и по уравнению (15. 4а)

$$\frac{1}{4}(1 - \nu)\mu\omega^2 = 0{,}537\frac{y + s}{y}.$$

Диск делим на девять частей постоянной толщины y и для каждого частичного диска вычислим дополнительно толщину s, обусловленную соответствующей массой лопаток; эта толщина сама не воспринимает центробежной силы, а только создает дополнительную нагрузку диска. Дальнейший расчет для каждого частичного диска производится по таблице (см. табл. 23).

Рассматриваемый диск должен удовлетворять обоим граничным условиям, а именно, радиальное напряжение равняется 0 у наружного края, а у внутреннего края равняется требуемому давлению p_0 посадки колеса на вал.

Так как расчет начинается с одного края и там приходится задаваться значением тангенциального напряжения σ_t, то оно может удовлетворять только одному граничному условию, в данном случае для наружного края, так что между отверстием и валом создается неприемлемое напряженное состояние (577 *кг/см²*). Чтобы избежать многочисленных повторений расчета, по предложению Мизеса производится дополнительный расчет [442], причем путем наложения второго напряженного состояния создается правильная картина напряженного состояния. Это второе напряженное состояние может соответствовать только неподвижному диску, чтобы действие центробежных сил не изменилось.

Следовательно, исследуют диск только при неподвижном состоянии, т. е. $\omega = 0$, причем согласно уравнениям (15. 4) и (15. 4а). Полученное таким образом напряженное состояние накладывается (после соответствующего умножения) на состояние, полученное при первом расчете, причем так, чтобы были выполнены граничные условия.

При этом наложении не должны быть изменены граничные условия, учтенные при первом расчете, т. е. радиальное напряжение на внутреннем крае должно оставаться неизменным и равняться нулю в данном примере. Расчет неподвижного диска можно опять начать с наружного края, для чего вводится $\sigma_r = 0$ и ориентировочно задаются подходящим значением σ_t.

Как можно судить по табл. 24, на внутреннем крае частичного диска *9* получится тогда радиальное напряжение σ_{rII}, которое создает, как можно считать, напряженное состояние неподвижного диска.

Таблица 23

Напряженное состояние I сплошного диска
(ω = 622 1/сек)

Обозначение	Номера частичных дисков									Размерность
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	
y	0,34	0,55	0,85	1,27	1,81	2,45	4,15	7,9	11,45	*см*
σ_{ta}	1000 *	1173	1361	1570	1771	1903	1950	2332	2803	*кг/см²*
σ_{ra}	0	321	652	1008	1228	1106	658	218	—101	"
$S_I = \sigma_{ta} + \sigma_{ra}$	1000	1494	2013	2578	2999	3009	2608	2550	2702	"
$D_a = \sigma_{ta} - \sigma_{ra}$	1000	852	709	562	543	797	1292	2114	2904	"
x_a	45	42	38	32	25	18,75	16	12,5	10,5	*см*
x_i	42	38	32	24	18,75	16	12,5	10,5	9	"
x_a^2	2025	1764	1443	1024	576	352	256	156,3	110,3	*см²*
x_i^2	1764	1443	1024	576	352	256	156,3	110,3	81	"
$x_i^2 : x_a^2$	0,871	0,820	0,709	0,562	0,611	0,728	0,610	0,706	0,734	—
$x_a^2 : x_i^2$	1,149	1,222	1,410	1,779	1,640	1,374	1,638	1,417	1,361	—
$\left(\frac{x_a}{x_i}\right)^2 - \left(\frac{x_i}{x_a}\right)^2$	0,278	0,402	0,701	1,217	1,029	0,646	1,028	0,711	0,627	—
s	0,15	0,29	0,38	0,29	0,28	0	0	0	0	*см*
$\frac{(y+s)}{y}$	1,441	1,527	1,448	1,228	1,156	1	1	1	1	—
S_i по ур. (15. 4)	1752	2474	3226	3678	3517	3201	2807	2642	2764	*кг/см²*
S_i по ур. (15. 4а)	713	460	213	177	523	972	1976	2935	3918	"
$\sigma_{ti1} = \frac{1}{2}(S_i + D_i)$	1233	1467	1720	1928	2020	2087	2391	2789	3341	"
$\sigma_{ri1} = \frac{1}{2}(S_i - D_i)$	520	1007	1507	1751	1497	1115	416	—147	—577	"
$\sigma_{ra2} = \left(\frac{y_1}{y_2}\right)\sigma_{ri1}$	321	652	1008	1228	1106	658	218	—101	—	"
$\Delta\sigma_r = \sigma_{ra2} - \sigma_{ri1}$	—199	—355	—499	—523	—391	—457	—198	46	—	"
$\Delta\sigma_t = r\Delta\sigma_r$	—60	—106	—150	—157	—117	—137	—59	14	—	"
$\sigma_{ta2} = \sigma_{ti1} + \Delta\sigma_t$	1173	1361	1570	1771	1903	1950	2332	2803	—	"

* Этой величиной задаемся в начале расчета.

Обозначим теперь величины первого расчета индексом I, величины дополнительного расчета индексом II, умножая их на коэффициент k при наложении напряженного состояния II, тогда получим результирующие напряжения

$$\sigma_r = \sigma_{rI} + k\sigma_{rII}, \quad \sigma_t = \sigma_{tI} + \sigma k_{tII}. \tag{15.8}$$

Граничное условие для отверстия, для которого мы применяем индекс w (что означает вал), будет выражаться равенством

$$\sigma_{rw} = -p_0 = \sigma_{rwI} + k\sigma_{wII};$$

Таблица 24

Напряженное состояние II сплошного диска ($\omega = 0$)

Обозначение	Номера частичных дисков									Размерность
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	
y	0,34	0,55	0,85	1,27	1,81	2,45	4,15	7,9	11,45	*см*
σ_{ta}	1000	1083	1227	1538	2321	3409	4528	6799	8862	*кг/см*²
σ_{ra}	0	—46	—111	—257	—670	—1203	—1215	—1601	—2311	„
$S_a = \sigma_{ta} + \sigma_{ra}$	1000	1037	1116	1281	1651	2206	3313	5198	6550	„
$D_a = \sigma_{ta} - \sigma_{ra}$	1000	1129	1338	1795	2991	4612	5743	8400	11 172	„
$x_a^2 : x_i^2$	1,149	1,222	1,410	1,779	1,640	1,374	1,638	1,417	1,361	—
$S_i = S_a$	1000	1037	1116	1281	1651	2206	3313	5198	6550	*кг/см*²
$D_i = D_a \left(\frac{x_a}{x_i}\right)^2$	1149	1380	1885	3191	4910	6340	9415	11 900	15 210	„
$\sigma_{ti1} = \frac{1}{2}(S_i + D_i)$	1075	1209	1500	2236	3281	4273	6364	8549	10 880	„
$\sigma_{ri1} = \frac{1}{2}(S_i - D_i)$	—74,5	—171,5	—385	—955	—1630	—2087	—3051	—3351	—4330	„
$\sigma_{ra2} = \sigma_{ri1}\left(\frac{y_1}{y_2}\right)$	—46	—111	—257	—670	—1203	—1215	—1601	—2311	—	„
$\Delta\sigma_r = \sigma_{ra2} - \sigma_{ri1}$	28,5	60,5	128	285	426	852	1450	1040	—	„
$\Delta\sigma_t = \nu\Delta\sigma_r$	8	18	38	85	128	255	435	312	—	„
$\sigma_{ta2} = \sigma_{ti1} + \Delta\sigma_r$	1083	1227	1538	2321	3409	4528	6799	8861	—	„

величину k можно получить из отношения

$$k = \frac{-p_0 - \sigma_{rw\text{I}}}{\sigma_{rw\text{II}}}. \tag{15. 9}$$

Следовательно, для приведенного числового примера, если задаться напряжением посадки $p_0 = 150$ *кг/см*², отнесенным к действительной длине втулки 120 *мм*, то при отнесении его к ширине соответствующего уравновешивающего диска $y_9 = 114{,}5$, получим $120/114{,}5 \cdot 150 = 157$ *кг/см*² и $k = (-157 + 577) : (-4330) = -0{,}097$.

Теперь можно по уравнению (15. 8) вычислить результирующие значения σ_r и σ_t.

Описанный способ всегда дает два значения напряжений в местах перехода от одного частичного диска к другому, а именно, для предыдущего диска (толщина y_a) и для последующего диска (толщина y_i). Если действительная толщина диска в рассматриваемом месте перехода равняется y, то действительные напряжения по уравнениям (15. 6) и (15. 7) будут составлять

$$\bar{\sigma}_r = \sigma_{ri}\frac{y_1}{y} = \sigma_{ra}\frac{y_a}{y}, \tag{15. 10}$$

$$\bar{\sigma}_t = \sigma_{ti}\,\nu(\sigma_r - \sigma_{ri}) = \sigma_{ta} + \nu\left(\bar{\sigma}_r - \sigma_{ra}\right), \tag{15. 10a}$$

благодаря чему можно построить главную кривую изменений σ.

В рассматриваемом числовом примере получаются значения напряжений $\bar{\sigma}_r$ и $\bar{\sigma}_t$, показанные на фиг. 379. Можно видеть, что напряжения растут от наружного края по направлению к втулке. Обычно применяется коэффициент надежности около 2,5 по сравнению с пределом упругости, но незначительное превышение нагрузки около втулки не представляет опасности. На той же фигуре пунктирной линией показана кривая напряжений наружного диска. Эта кривая вычислена точно таким же образом путем разделения диска на участки толщины, причем и в этом случае пренебрегаем конической формой, т. е. диск рассматривался плоским, но с сохранением радиусов. Следует иметь в виду, что это упрощение приводит к несколько заниженным значениям расчетных напряжений.

Как видно из расчета, радиальные напряжения σ_t в наружном диске меньше, но тангенциальные напряжения σ_t значительно больше, чем напряжения в сплошном диске. Вследствие этого значительного увеличения тангенциальных напряжений σ_t создается деформация на радиусе x, равная $\zeta = \frac{x}{E}(\sigma_t - \sigma_w)$, которая должна быть повсюду больше у наружного диска, чем у сплошного внутреннего и поэтому этот диск не в состоянии воспринимать центробежные силы лопаток. Скорее можно укрепить наружный диск с помощью сплошного внутреннего диска. Хотя отверстия для заклепок у обоих дисков будут находиться вблизи зоны максимального напряжения, этим можно все же пренебречь, так как местное превышение предела упругости материала компенсируется остаточным удлинением соседних зон.

б) Сплошной диск. Некоторые диски выполняются без отверстия, и тогда для внутреннего частичного диска при $x_i = 0$.

$$\sigma_{ri} = \sigma_{ti} = \sigma_{i0}.$$

Если осуществить описанный выше ход расчета при указанном граничном условии для внутреннего края, то согласно уравнению (15. 14а) при $x_i = 0$ внутренний диаметр получился бы бесконечно большим $D_i = \infty$ как для вращающегося, так и для неподвижного диска и поэтому расчет был бы затруднен. Но достигнуть цели можно тем, что расчет начинают с внутреннего края. Тогда уравнения (15. 4) и (15. 4а) можно переписать в другой форме

$$S_a = S_i - \frac{1+\nu}{2}\mu x_a^2\omega^2\left[1 - \left(\frac{x_i}{x_a}\right)^2\right],$$

$$D_a = D_i\left(\frac{x_i}{x_a}\right)^2 + \frac{1-\nu}{4}\mu x_a^2\omega^2\left[1 - \left(\frac{x_i}{x_a}\right)^4\right],$$

где оба значения остаются конечными при $x_i = 0$ и любом принятом значении σ_{i0}.

в) Допуск на посадку (припуск диаметра вала). Когда отверстие диска сделано с радиусом x_0, то, пренебрегая сжатием вала

вследствие запрессовки втулки при $p_0 = 150$ *кг/см*² (давление запрессовки, отнесенное к радиусу), припуск будет равняться

$$\Delta x_0 = \frac{x_0}{E}(\sigma_{tw} + \gamma p_0) = \frac{9}{21 \cdot 10^6}(2288 + 0{,}3 \cdot 150) =$$

$$= 0{,}01 \text{ см} = 0{,}1 \text{ мм}. \qquad (15.11)$$

При отнесении к диаметру эту величину следует удвоить.

Сжатие вала при запрессовке втулки требует увеличения этого значения на величину сжатия. Эту последнюю величину легко вычислить, если предположить, что усилие посадки воспринимается только отрезком вала в пределах отверстия. Этот отрезок вала, имеющий длину втулки, поскольку его собственные центробежные силы пренебрежимо малы, можно рассматривать как неподвижный диск постоянной толщины, нагруженный равномерно извне под действием напряжения посадки; так как неподвижный диск постоянной толщины обладает постоянной по ширине прочностью, у него повсюду $\sigma_t = \sigma_r = -p_0$. Поэтому сжатие вала составляет

$$\xi_w = \frac{x_0}{E}(1 - \nu)\, p_0$$

и тем самым суммарная требуемая величина посадочного припуска равняется

$$\Delta x = \Delta x_0 + \xi_w = \frac{x_0}{E}(\sigma_{tw} + p_0). \qquad (15.12)$$

Это выражение отличается от (15. 4) только тем, что значение ν заменено 1, т. е. на очень малую величину. Принимая во внимание, кроме того, неизбежное отклонение вала и отверстия от точной цилиндрической формы и, следовательно, необходимость соответственного уменьшения расчетного значения посадочного припуска, по-видимому, более правильно вовсе не учитывать сжатие вала. Для посадки с натягом колеса на вал при точной цилиндрической форме обеих поверхностей необходимо было бы учитывать минимальное превышение температуры колеса над температурой вала при линейном коэффициенте термического расширения $\alpha = 1{,}17 \cdot 10^{-5}$

$$\Delta t = \frac{\Delta x_0}{x_0} \cdot \frac{1}{\alpha} = \frac{0{,}10}{90} \cdot \frac{1}{1 \cdot 17 \cdot 10^{-5}} = 95°. \qquad (15.13)$$

К этой величине необходимы, однако, значительные надбавки которые должны учитывать некруглость поверхностей, другие неточности изготовления и быстрое охлаждение диска или нагревание вала при посадке.

г) В неподвижном состоянии напряжение колеса в отверстии втулки больше, чем при работе. Картина напряжений неподвижного диска, нагруженного в отверстии для втулки по условиям посадки, дается уже исследованным напряженным состоянием II. Следовательно, речь идет только об определении множителя для всех напряжений, чтобы выполнить новое граничное условие у втулки. Если

при этом учесть сжатие вала вследствие больших напряжений посадки, то из этого граничного условия следует, что припуск по диаметру вала должен определяться по возникающим напряжениям, как и раньше, следовательно, согласно уравнению (15. 12) (при этом напряжения в отверстии неподвижного насаженного диска обозначаются штрихом сверху)

$$\Delta x = \frac{x_0}{E}\left(\sigma_t' - \sigma_r'\right) = \frac{x_0}{E}\sigma_r'\left(\frac{\sigma_t'}{\sigma_r'} - 1\right)$$

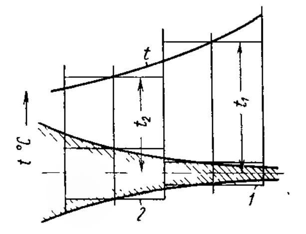
и поэтому

$$\frac{\sigma_r'}{\sigma_t'} = \frac{\sigma_{tII}}{\sigma_{rII}},$$

после чего получим

$$\sigma_r' = E\frac{\Delta x}{x_0\left(\frac{\sigma_{IIt}}{\sigma_{IIr}} - 1\right)}. \qquad (15.\ 14)$$

Здесь напряжения $\sigma_{tII} = 10\,880$ и $\sigma_{rII} = 4330$ *кг/см*^{2} следует взять из расчетной табл. 24, но пересчитать предварительно на действительную толщину согласно уравнениям (15. 10) и (15. 10а). Хотя напряжения у втулки значительно повышены, но они не достигают максимальных значений для вращающегося диска.



Фиг. 380. Учет термических напряжений в диске.

д) Влияние разницы температур. При высоких окружных скоростях возникает также значительное повышение температуры на наружном крае по сравнению с втулкой, из-за чего термическое расширение на периферии становится значительно больше, чем у втулки. Обусловленные этим дополнительные напряжения действуют, очевидно, в обратном направлении по сравнению с посадкой и приводят к разгрузке наружных частей диска за счет внутренних. Нагревание проще всего учесть в расчете по описанному способу с помощью условия совместности деформаций, выраженного уравнением (15. 7). Зная зависимость изменения температуры от радиуса x (фиг. 380), согласно которой средняя температура двух прилегающих дисков равняется t_i и t_a, вместо уравнения (15. 7) применимо следующее выражение (упругое удлинение увеличивается на величину термического расширения):

$$\frac{\sigma_{ta2} - \nu\sigma_{ra2}}{E} + \alpha t_2 = \frac{\sigma_{ti1} - \nu\sigma_{ri1}}{R} + \alpha t_1,$$

откуда

$$\Delta\sigma_t = \sigma_{ta2} - \sigma_{ti1} = \nu\Delta\sigma_r + E\alpha\left(t_1 - t_2\right).$$

Этот расчет легко сочетается с расчетом по ранее описанной схеме.

е) Закон подобия для вращающихся колес. Напряжения геометрически подобных лопаток или рабочих колес под действием чисто центробежных сил можно легко перенести с модели на натурную конструкцию (при равенстве $m = \frac{1}{\nu}$, что мы можем предположить для всех применяемых металлов) благодаря тому, что безразмерный параметр $u^2 \frac{\sigma}{\mu}$ имеет одинаковое значение в одинаково расположенных точках. Здесь σ означает напряжение в рассматриваемой точке, u — окружную скорость исходной определяющей точки, лучше всего на окружности колеса, $\mu \frac{\gamma}{g}$.

Этот закон можно выразить также следующим образом: для геометрически подобных колес напряжение в каком-либо месте $\sigma = k\gamma \frac{u_2^2}{g}$, где коэффициент k зависит от формы колеса, следовательно, для различных колес является функцией удельного числа оборотов и растет с быстроходностью.

Кроме того, можно сказать следующее — геометрически подобные колеса имеют одинаковое напряжение в подобно расположенных точках при одинаковой окружной скорости.

При постоянной окружной скорости можно изменять как радиальные, так и осевые размеры колеса (включая лопатки) в любом, но всегда в равном соотношении, не изменяя напряжений в подобно расположенных точках.

Для характеристики материала можно, очевидно, использовать значение $\frac{\sigma}{\gamma}$ (что имеет размерность длины), где σ равняется здесь пределу прочности σ_B. Эта величина, называемая удельной прочностью материала, равна, очевидно, его «разрывной длине», т. е. длине проволоки из данного материала, нагруженной собственным весом до предела прочности. Она характеризует пригодность соответствующего материала в случае нагружения силами инерции от собственной массы. В табл. 25 приведены значения разрывной длины (удельной прочности) для некоторых материалов.

ж) Другие способы расчета. Деформацию дисков можно определить и другими способами, для чего диски разделяются не на части равной толщины, а на конические диски, поскольку они в меридиональном сечении ограничены прямыми отрезками, чем облегчается обработка на токарном станке. Благодаря этому достигается не только преимущество в том, что частичные диски лучше совпадают с действительной формой, но можно также обойтись со значительно меньшим количеством частичных дисков. Эти конические диски действительно поддаются расчету (аналогично дискам с гиперболическим профилем или экспоненциальным дискам [51], благодаря чему осуществимо разделение любого диска на конические частичные диски [452], [453]).

Но несмотря на уменьшенное количество частичных дисков и на то, что при таком расчете можно в значительной степени исполь-

Таблица 25

Свойства, включая разрывную длину, некоторых материалов (взято из работы Криглера «Матерналы» в неопубликованном сборнике по лопастным машинам [450])

Материал	Удельный вес в $г/см^3$	Модуль упругости $E\ 10^{-5}$ в $кг/см^2$	Предел прочности $\sigma_{zB}\ 10^{-2}$ в $кг/см^2$	Линейный коэффициент термического расширения $\alpha_t\ 10^6$ в $град.^{-1}$	Разрывная длина $\frac{\sigma_{zB}}{\gamma}\ 10^{-5}$ в $см$
Сталь, термически обработанная:					
а) нелегированная	7,8—7,9	20—21,5	38—75	11—12	4,9—9,5
б) легированная	7,7—7,9	20—21,5	60—100	12—16	7,8—12,6
Чугун	7,1—7,6	4—11	16—20	8,5—11	2,2—3,4
Стальное литье, термически обработанное:					
а) нелегированное	7,7—7,9	20—21,5	40—60	11—12	5,2—7,6
б) легированное	7,7—7,9	20—21,5	55—90	11—13	7,2—11,4
Магниевые сплавы:					
а) кованые	1,8—1,85	4,3—4,6	28—42	—	15,5—23
б) литые	1,8—1,85	4,2—4,4	16—27	—	8,9—14,8
Алюминиевые сплавы:					
а) кованые, мягко отожженные	2,6—2,8	6,8	16—22	22—25	5,7—7,9
б) кованые, закаленные	2,6—2,8	7,0—7,3	34—52	22—25	12,1—18,6
в) литые, мягко отожженные	2,6—2,8	6,8—7,2	18—21	22—25	6,0—7,5
г) литые закаленные	2,6—2,8	6,8—7,2	24—36	22—25	9,0—12,8
Специальная латунь	7,2—8,1	9,0—12	40—85	17,5—21	5,3—9,7
Монель	8,8—8,9	10	43—65	—	4,8—7,3
Мягкое дерево:					
а) параллельно волокнам	0,3—0,6	0,9—1,1	7,5—8	3,5—7	13—25
б) перпендикулярно волокнам	0,3—0,6	0,04—0,08	—	3,5—7	—
Твердое дерево:					
а) параллельно волокнам	0,6—1	1,0—2,2	10—13,5	7—10	13,5—16,7
б) перпендикулярно волокнам	0,6—1	0,08—0,2	—	7—10	—
Слоистый материал на искусственной смоле:					
а) гетинакс	1,4	0,8—1,1	12—20	10—25	8,6—14,3
б) текстолит	1,4	1,3—1,9	16—29	10—25	11,4—20,7
в) искусственная древесина	1,2—1,4	2,0—3,0	27—29	10—25	20,5—22,5
Керамика	—	—	—	—	—
Специальная стеатитовая масса:					
а) с глазурью	2,6—2,8	7,0—8,0	6—12	6—9	2,3—3,6
б) без глазури	2,6—2,8	7,0—8,0	4,5—6	6—9	1,9—2,1

зовать табличные данные и графики, расчет все же получается очень трудоемким и не так нагляден и удобен, как способ, основанный на разделении на диски одинаковой толщины.

При этом нельзя упускать из вида, что малое количество частичных дисков затрудняет учет неравномерного распределения присоединенной массы лопаток и влияние температуры. По этим соображениям мы не рассматриваем эти способы.

з) Напряжения вследствие колебаний колес или лопаток. Если собственные колебания находятся в резонансе с внешними силами, то нагрузка от колебаний может приобрести существенное значение. Возбудителем колебаний могут быть вращающийся вал или направляющие лопатки [454], причем последние воздействуют на относительное течение в рабочем колесе, так что при известных обстоятельствах приходится изменять число направляющих лопаток или даже вовсе отказаться от применения направляющего аппарата. Наиболее чувствительными к колебаниям являются осевые колеса и радиальные колеса без стенки со стороны всасывания.

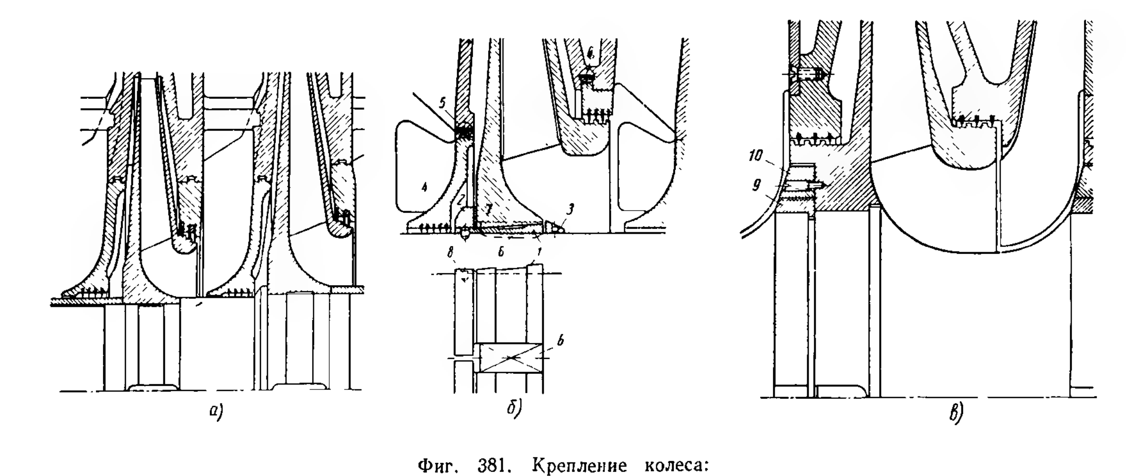
120. КРЕПЛЕНИЕ РАДИАЛЬНЫХ КОЛЕС НА ВАЛУ

Вследствие высокой окружной скорости у компрессоров необходимо колесо либо непосредственно насаживать вгорячую (см. фиг. 381) либо укреплять с помощью конических втулок и шлицевых гаек. В первом случае между колесами необходимы дистанционные втулки, которые фиксируются с помощью общей гайки. Вследствие различия температур вала и втулки следует применять промежуточное упругое звено, чтобы избежать искривления вала (это обстоятельство следует учитывать также при расчете насосов для горячей воды). На фиг. 381, *в* эти дистанционные втулки устранены благодаря тому, что каждое колесо притянуто гайкой к нарезной втулке, выполненной из двух частей. Хотя подобная конструкция приводит к увеличенному диаметру уплотнения при переходе к следующей ступени, но она дает и существенное преимущество, так как впускное отверстие расположено на меньшем диаметре. Крутящий момент передается с помощью шпонок, которые проходят через конические втулки (в случае их применения) и смещаются на 180° от ступени к ступени. В обоих других случаях для уменьшения размеров применяются для каждого колеса по две шпонки, смещенные на 180° (согласно немецкому стандарту ДИН-270).

Последнее осуществляется также у центробежных насосов для жидкостей, там где допустима скользящая посадка колеса на валу, как у вентиляторов.

При высоком числе оборотов необходимо перед сборкой сбалансировать ротор для создания спокойного хода машины так, чтобы центр тяжести отдельных масс совпадал с осью вращения.

У компрессоров высокого давления ротор после балансировки испытывается на повышенном числе оборотов примерно на 20—30%, для обнаружения дефектных мест.

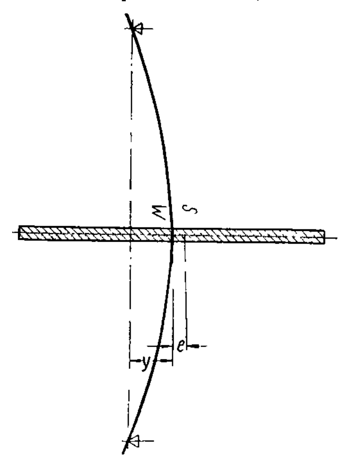


Фиг. 381. Крепление колеса:

а — крепление с помощью стяжной гайки и дистанционных втулок; *б* — крепление с помощью конической втулки; *1* — коническая втулка; *2* — гайка; *3* — кольцо-обтекатель; *4* — уплотнительное кольцо вала; *5* — стопорное кольцо; *6* — шпонка; *7* — контровка; *8* — фиксирующий штифт (запрессовывается в сверление упорного кольца и резьбовую поверхность под гайку *2*); *в* — крепление с помощью разрезной резьбовой втулки *9* из двух половин и гайки *10*.

121. РАСЧЕТ ВАЛА С УЧЕТОМ КРИТИЧЕСКОГО ЧИСЛА ОБОРОТОВ

Расчет вала должен в первую очередь удовлетворять требованию достаточной прочности и гарантировать отсутствие недопустимых деформаций. Оба расчета ничем не отличаются от подобных расчетов для других валов. Внешней силой, действующей на вал наряду с вращающим моментом и собственным весом (уменьшенным на величину поддерживающей архимедовой силы), является еще и осевая сила, которая, однако, в большинстве случаев может не приниматься в расчет.



Фиг. 382. Прогиб под действием центробежных сил при скорости вращения ниже критической.

При выборе допускаемых напряжений необходимо иметь в виду явление коррозийной усталости, заключающееся в том, что вследствие омывания вала водой происходит понижение прочности при длительной нагрузке. Это вредное явление можно устранить тем, что на вал насаживаются втулки, концы которых, соприкасающиеся с водой, тщательно уплотняются. Улучшение достигается также упрочняющей обработкой поверхности вала.

Величина допустимого прогиба вала, вызванного собственным весом, должна находиться в соответствии с выбранной величиной зазоров и должна быть значительно меньше последних, если только отверстия для вала не расположены эксцентрично.

Определение прогиба вала может быть объединено, как подробно изложено ниже, с третьим расчетным исследованием, необходимым ввиду высоких чисел оборотов центробежных насосов, а именно с определением критического числа оборотов [456] — [458].

Даже после тщательной балансировки ротора всегда остается небольшая неуравновешенность и вместе с нею центробежная сила которая вызовет определенный прогиб вала. Вследствие прогиба расстояние центра тяжести от оси вращения увеличится еще больше, так что в конце концов все возрастающая центробежная сила может изогнуть вал настолько, что он сломается.

а) **Критическая скорость в случае одного колеса на невесомом валу.** Колесо веса G и массой $m = \frac{G}{g}$ закреплено на невесомом вертикальном валу таким образом, что его центр тяжести S отстоит от оси на величину e (фиг. 382). Возникающая центробежная сила изогнет вал в направлении e, причем для начала принимаем, что колесо остается при прогибе вала параллельным самому себе.

Если через y обозначить прогиб вала в месте посадки колеса (точка W), то расстояние центра тяжести от оси вращения будет равно $y + e$ и центробежная сила

$$p = m(y + e)\omega^2. \tag{15.15}$$

Так как, с другой стороны, деформация пропорциональна силе, то

$$p = \alpha y, \tag{15.15a}$$

где постоянная для данного случая нагрузки величина α (жесткость вала) представляет неизменное число, которое равно силе, прогибающей вал на единицу длины. Из равенства обеих сил следует

$$m(y + e)\omega^2 = \alpha y, \tag{15.15б}$$

откуда

$$y = \frac{me\omega^2}{\alpha - m\omega^2}. \tag{15.16}$$

Если увеличить ω до того, чтобы знаменатель обратился в ноль, т. е. чтобы ω приняла величину

$$\omega_k = \sqrt{\frac{\alpha}{m}}, \tag{15.17}$$

то очевидно, y обратится в бесконечность, т. е. вал изогнется до излома. Угловую скорость ω_k называют «критической» скоростью. Ей соответствует критическое число оборотов

$$n_k = \frac{30\omega_k}{\pi} = \frac{30}{\pi}\sqrt{\frac{981\alpha}{G}} = 300\sqrt{\frac{\alpha}{G}}, \tag{15.18}$$

если за единицу длины принять сантиметр.

Величина α зависит только от размеров вала и расположения подшипников. Если через J обозначить экваториальный момент инерции, одинаковый по всей длине вала, через a и b — расстояния диска от подшипников, через E — модуль упругости материала, из которого изготовлен вал, то принимая, что вал свободно лежит на двух опорах, получим

$$y = \frac{1}{3} \cdot \frac{P}{EJ} \cdot \frac{a^2b^2}{a + b}, \tag{15.19}$$

следовательно,

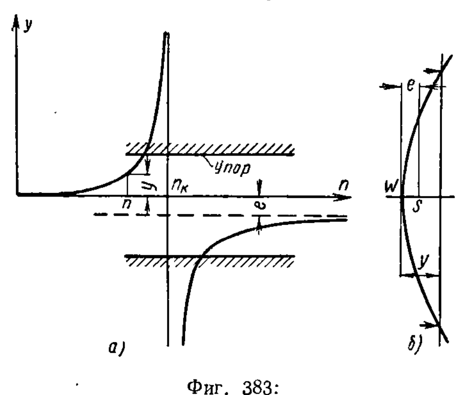
$$\alpha = \frac{3JE(a + b)}{a^2b^2}.$$

Если в уравнение (15. 16) подставить значение $\alpha = \omega_k^2 m$ из уравнения (15. 17), получим

$$y = \frac{\omega^2}{\omega_k^2 - \omega^2} e = \frac{n^2}{n_k^2 - n^2} e. \tag{15.20}$$

Если число оборотов станет больше n_k (см. фиг. 385), то мы найдем, что y становится отрицательным, но по абсолютной величине

убывает. Вал, следовательно, снова приближается к прямолинейной форме. При $n = \infty$ будет $y = -e$, т. е. центр тяжести S совпадет с осью вращения. Точка закрепления W и центр тяжести S поменяются, следовательно, местами (фиг. 383, *б*). Следовательно, ротор при возрастании числа оборотов сверх критического стремится к новому состоянию равновесия, в котором сохраняется прогиб, равный отрицательному эксцентрицитету e. В надкритической области упругость вала действует, следовательно, демпфирующим образом.



Фиг. 383:

а — прогиб в зависимости от числа оборотов; *б* — положение центра тяжести при сверхкритическом числе оборотов.

Таким образом, спокойного хода насоса можно достигнуть, если вращать вал с числом оборотов выше или ниже критического. В последнем случае нужно только следить за тем, чтобы при пуске в ход число оборотов быстро перешло критическое значение, не оставляя времени для возникновения больших прогибов. Ни в коем случае недопустимо, чтобы вал работал при критическом числе оборотов.

В л и я н и е п р о д о л ь н ы х ш л и ц е в. Если вал имеет некруглое сечение, например, вследствие продольных шлицев, то возможен целый диапазон критических чисел оборотов, который получится из возможных значений согласно уравнению (15. 19).

В л и я н и е с о б с т в е н н о г о в е с а. Если вал расположен горизонтально, то появляется еще прогиб y_0, обусловленный собственным весом G, направленный вертикально вниз и не зависящий от числа оборотов. Центр тяжести S диска описывает теперь окружность, центр которой O смещен вниз на величину y_0. Радиус окружности неизменно равен $y + e$. Следовательно, к настоящему случаю применимы результаты приведенного ранее исследования.

Таким образом всякий вал обладает одной и той же критической скоростью, независимо от того, как он расположен, горизонтально, вертикально или наклонно [1].

Зависимость между прогибом от собственного веса и критическим числом оборотов. Так как по уравнению (15. 18) $\alpha = \omega_k^2 m = \omega_k^2 \frac{G}{g}$, то по уравнению (15. 15а) величина прогиба от собственного веса равна

$$f = \frac{G}{\alpha} = \frac{Gg}{\omega_k^2 G} = \frac{G}{\omega_k^2} \qquad (15.21)$$

[1] Попеременные подъем и понижение собственного веса на величину диаметра круговой траектории центра тяжести вызывают колебание скорости и, следовательно, критическое состояние второго рода, которое, однако, редко имеет значение.

или

$$\omega_k^2 = \frac{g}{f}. \qquad (15.21а)$$

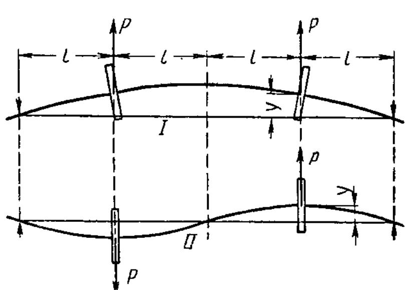
Таким образом, приняв определенную критическую угловую скорость, мы тем самым одновременно определяем и допустимую деформацию от собственного веса, независимо от того, какими размерами, в частности, обладает вал. Этот вывод необходимо иметь в виду при выборе критического числа оборотов, полагаемого в основу расчета вала.

Полностью уравновешенный ротор. Если $e = 0$, т. е. если имеется полностью уравновешенный ротор, то согласно уравнению (15. 15б), имеем

$$my\omega^2 = \alpha y. \qquad (15.22)$$

Это уравнение, так как оно совпадает с уравнением (15. 17), может, если y не равен нулю, удовлетворяться только для критической скорости, т. е. для $\omega = \omega_k$.

Отсюда следует, что совершенно уравновешенный ротор развивает при критическом состоянии при любом прогибе вала как раз такие центробежные силы, какие необходимы для поддержания равновесного состояния.



Фиг. 384. Различные формы упругой линии для двухмассовой системы под действием центробежных сил.

Это положение, как и предыдущее, относится к любому роду нагрузки и является основой приведенного в дальнейшем метода расчета.

Изгибные колебания покоящегося вала и критическое число оборотов. Из критического числа оборотов $n_k = \frac{30}{\pi}\omega_k$ находим число оборотов в секунду.

$$n_{ks} = \frac{n_k}{60} = \frac{1}{2\pi}\omega_k = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\alpha}{m}}. \qquad (15.23)$$

Это выражение совпадает с выражением для числа собственных изгибных колебаний такого же вала. Таким образом, критическое число оборотов может быть найдено при помощи экспериментального определения частоты собственных колебаний. Следовательно, критическое состояние есть не что иное, как явление резонанса между числом собственных колебаний вала и его круговых колебаний, вызванных вращением вала.

б) Случай нескольких распределенных масс. Рассмотрим следующий простой случай (фиг. 384): гладкий невесомый вал длиной $4l$ нагружен двумя колесами одинаковой величины, насаженными на вал на расстоянии l от его подшипников.

В этом случае, очевидно, возможны обе изображенные на фигуре формы упругой линии *I* и *II*. Обеим упругим линиям соответствуют различные значения числа α. Ввиду симметричности нагрузки, уравнения, выведенные выше для одного диска, могут быть применены и для данного случая. Отсюда получим

для случая *I*:

$$y = \frac{4Pl^3}{3JE}; \quad \alpha_1 = \frac{3}{4} \cdot \frac{JE}{l^3}; \quad \omega_{k1} = \sqrt{\frac{\alpha_1}{m}};$$

для случая *II*:

$$y = \frac{1}{6} \cdot \frac{P}{J} \cdot \frac{l^3}{E}; \quad \alpha_2 = \frac{6JE}{l^3}; \quad \omega_{k2} = \sqrt{\frac{\alpha_2}{m}},$$

откуда

$$\omega_{k2} = \sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}}\,\omega_{k1} = \omega_{k1}\sqrt{8}. \tag{15.24}$$

При двух колесах, следовательно, возможны две критические скорости, которые для рассмотренного частного случая относятся как $1 : \sqrt{8} = 1 : 2{,}83$.

Результат остается тем же, если учесть и эксцентрицитеты, которые могут лежать и не в одной плоскости, если только эти эксцентрицитеты достаточно малы по сравнению с прогибом.

Если оба диска имеют различную величину и произвольно расположены, то это изменит численные значения, но и в этом случае также получается два значения критических чисел оборотов, одно первого, а другое второго порядка.

Подобным же образом при трех колесах будем иметь три значения, а при n колесах — n различных значений критического числа оборотов.

Если учитывается и масса вала, то, вследствие вызванного этим равномерного распределения массы, для каждого ротора получается бесконечный ряд теоретически возможных критических чисел оборотов. Для гладкого вала, свободно лежащего на двух опорах, например, критические числа оборотов относятся друг к другу следующим образом

$$\omega_{k1} : \omega_{k2} : \omega_{k3} : \ldots . : \omega_{kn} = 1^2 : 2^2 : 3^2 : \ldots . : n^2$$

Следовательно, они более удалены друг от друга, чем у невесомого вала, нагруженного посередине.

в) Влияние окружающей среды на критическое число оборотов. Так как у центробежных насосов ротор целиком вращается в подаваемой среде, например воде или воздухе, то следует ожидать влияния среды, окружающей ротор в двух направлениях.

Во-первых, вода, окружающая ротор, находится в некотором вращательном движении. Вследствие этого центробежная сила p, действующая на вал, уменьшается на величину центробежной силы вытесненного объема воды. Если бы вода обладала той же угловой скоростью, что и колесо, т. е. находилась бы по отношению к колесу

в покое, то уменьшение центробежной силы можно было бы учесть тем, что ввести в расчет массу ротора, уменьшенную на величину массы вытесненной воды.

Уравнение (15. 17) показывает, что в этом случае критическая скорость ω_k повышается. Если этот упрощенный расчет и не полностью отражает действительные явления, ввиду того, что движение воды отличается от принятого нами, то все же заключение о том, что критическая скорость повышается вследствие вращения среды, окружающей колесо, справедливо.

У такому же выводу приходят тогда, когда исходят из частоты собственных колебаний ротора, так как колесо входит при каждом прогибе вала в зону более высокого давления, следовательно, к инерционному сопротивлению его массы прибавляются еще внешние силы, стремящиеся уменьшить прогиб.

Если в соответствии с прежними допущениями (раздел 99) принять, что вся вода, окружающая ротор, вращается с угловой скоростью, равной половине скорости ротора, то вычету подлежала бы только одна четверть массы вытесненной воды, так как центробежная сила возрастает пропорционально квадрату угловой скорости.

При среднем удельном весе материала ротора в 8 *г/см*³ и удельном весе окружающей его (подаваемой) жидкости, равном 1 *г/см*³, массу его следовало бы уменьшить на $\frac{100}{4 \cdot 8} \approx 3\%$, и, таким образом, согласно уравнению (15. 17) критическое число оборотов возросло бы на 1,5%. Остюда следует, что этим влиянием в случае газовых машин можно пренебречь.

Во-вторых, как уже было показано в разделе 15а, между водой и ротором возникают силы трения. Эти силы дают при строго центральном расположении рабочих колес только моменты вращения, которые не влияют на прогиб. При отклонении вала возникают односторонне действующие силы трения, которые изменяют величину и направление прогиба. Влияние этих сил на критическое состояние вала заключается в том, что прогиб остается конечным. Между эксцентрицитетом и прогибом возникает фазовый сдвиг, который в критическом состоянии равняется 90°. В том же направлении, как и трение колеса, действуют также демпфирующие свойства материала вала.

Ввиду того что трение дисков пропорционально удельному весу перемещаемой среды, демпфирующее значение окружающей жидкости, в особенности при подаче воды, становится значительным, в то время, как в случае подачи газа оно значительно менее заметно. Если еще учесть, что при подаче воды гладкие и узкие зазоры у вала и рабочих колес действуют как промежуточные опоры даже при малых отклонениях то становится понятно, что здесь часто вообще не наблюдаются критические режимы. Тем не менее и в этом случае их необходимо принимать во внимание, потому что этим можно избежать быстрого износа промежуточных уплотнений и достигнуть более спокойного хода машины.

В последующем мы не будем учитывать влияние среды на критическое число оборотов.

г) Определение критического числа оборотов произвольно нагруженного вала любого переменного сечения.

1. Гироскопический эффект не учитывается. Граммель, исходя из аналогичного хода рассуждений, на основании которых было выведено уравнение (15. 21), получил для общего случая нагрузки следующую зависимость критической угловой скорости первого порядка

$$\omega_k^2 = g\,\frac{G_1 y + G_2 y_2 + \ldots}{G_1 y_1 f_1 + G_2 y_2 f_2 + \ldots} = g\,\frac{\Sigma G y}{\Sigma G y f}, \tag{15. 25}$$

здесь

G_1, G_2 ... — нагрузки на вал, в которые включаются также и нагрузки от собственного веса вала;

y_1, y_2 ... — прогибы в точках приложения нагрузок под влиянием центробежных сил; для этого следует также определить «упругую линию от центробежных сил», причем можно принять любую скорость вращения;

f_1, f_2 ... — прогибы в точках приложения нагрузок G_1, G_2 ... под влиянием земного притяжения в случае горизонтального вала. Для этого следует также определить упругую линию от сил тяжести, причем следует принять в расчет воздействие сил тяжести свободно расположенных масс, которые находятся не между двумя подшипниками вала, а на его свободных концах, и направлена навстречу земному притяжению.

Выражение (15. 25) совпадает с уравнением (15. 21а), если значение дроби на правой стороне считать средним значением $1/f$.

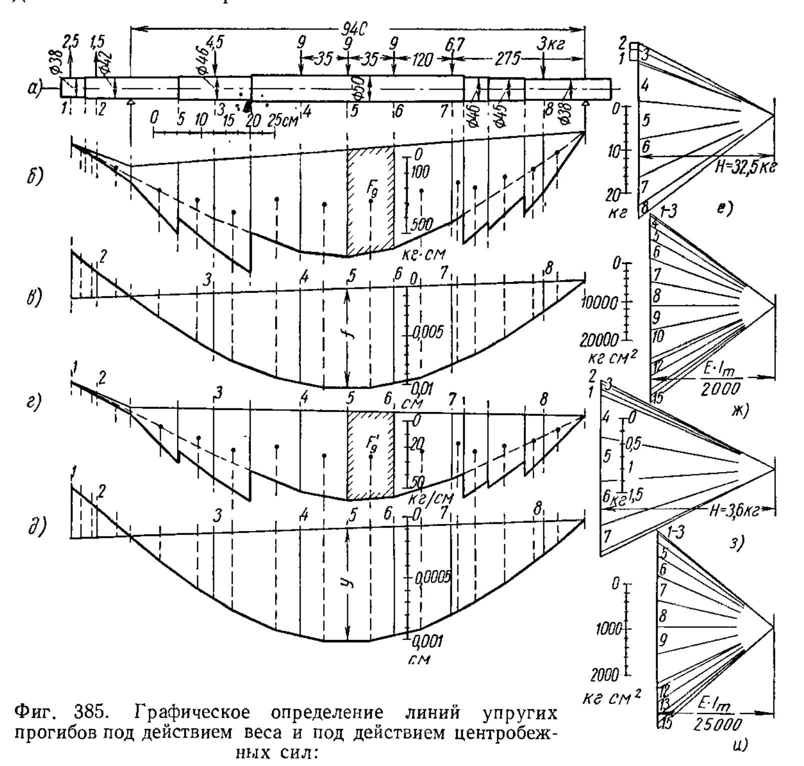
Вычисление этого строго правильного уравнения (15. 25) требует предварительного построения двух упругих линий, что можно осуществить с помощью описываемого в последующем способа Мора. Упругую линию от сил тяжести можно построить без труда с помощью известных весовых нагрузок. Но упругую линию от центробежных сил можно получить только по способу последовательного приближения. Для первого приближения можно исходить из упругой линии от сил тяжести, для чего вычисляется центробежная сила $mf\omega^2$ при любой угловой скорости ω (равной 1 или 10 или 100) для каждого отдельного значения массы m и для прогиба f в месте сосредоточения массы. Затем ее используют как силу нагрузки для построения новой упругой линии. Последняя в достаточной степени приближается к точной упругой линии от центробежных сил, потому что использованная упругая линия от сил тяжести (у которой, как упоминалось, консольные массы дают силы, действующие кверху) почти совпадает с искомой упругой линией от центробежных сил. Возникающая при этом ошибка практически не оказывает никакого влияния на конечный результат.

Благодаря этому сходству обеих упругих линий, можно значительно упростить способ расчета, для чего в уравнение (15. 25)

вместо неизвестного значения y вводится упругий прогиб под действием веса. Тогда мы приходим к формуле Кулла

$$\omega_k^2 = g\frac{G_1f_1 + G_2f_2 + \ldots}{G_1f_1^2 + G_2f_2^2 + \ldots} = g\frac{\Sigma Gf}{\Sigma Gf^2}. \qquad (15.26)$$

Ошибка при этом упрощении большей частью также лежит в пределах точности чертежа.



Фиг. 385. Графическое определение линий упругих прогибов под действием веса и под действием центробежных сил:

а — распределение нагрузок по длине вала; *б* — приведенная эпюра моментов от собственного веса; *в* — упругая линия от собственного веса; *г* — приведенная эпюра моментов от центробежных сил; *д* — упругая линия от центробежных сил; *е* — многоугольник сил от собственного веса; *ж* — многоугольник фиктивных сил от собственного веса; *з* — многоугольник сил от центробежных нагрузок; *и* — многоугольник фиктивных сил от центробежных нагрузок.

На фиг. 385 произведен расчет по этому способу вала трехступенчатого насоса. На эскизе *а* изображен вал; на эскизах *б*, *в*, *е*, *ж* произведено определение упругой линии вала под действием собственного веса. Вес ротора был разделен на отдельные части согласно данным табл. 26 и сосредоточен в точках *1*—*8*. Они нанесены на диаграмме сил при полюсном расстоянии $H = 32{,}5$ *кг*.

Таблица 26

Расчет прогиба вала под собственным весом и от центробежных сил

№ по пор.	Вес отдельных участков G в *кг*	Прогиб под собственным весом f 10^{-3} в *см*	Gf 10^{-3} в *кгсм*	Gf^2 10^{-6} в *кгсм²*	Центробежная сила при $\frac{G}{g} f\omega^2=100$ в *кг*	Прогиб под действием центробежной силы 10^{-3} в *см*	Gy 10^{-8} в *кгсм*	Gyf 10^{-6} в *кгсм²*
1	2,5	4,79	12,0	57	0,122	0,419	1,05	5,0
2	1,5	2,67	4,0	11	0,141	0,236	0,35	1,0
3	4,5	5,9	26,5	157	0,271	0,539	2,42	14,3
4	9	9,45	85,0	803	0,867	0,863	7,77	73,4
5	9	10,08	90,7	914	0,926	0,921	8 28	83,5
6	9	8,78	88,0	800	0,898	0,892	8,04	78,6
7	6,7	8,13	54,4	443	0,556	0,738	4,94	40,2
8	3	3,02	9,1	27	0,092	0,272	0,82	2,5
			369,7	3272			33,67	298,4

Построенный на этом основании веревочный многоугольник представляет кривую моментов, создаваемых собственным весом, а именно, величину изгибающих моментов находят, умножая значения измеренных на чертеже ординат на полюсное расстояние H (измеренного в масштабе сил) и на обратную величину линейного масштаба $1:m$ чертежа, т. е. на Hm.

Если непостоянство диаметра вала учитывается тем, что моменты приводятся к общему диаметру (в рассматриваемом случае к диаметру в средней части), т. е. умножается на отношение J_m/J (где J_m и J обозначают моменты инерции сечения вала в средней его части и в рассматриваемом сечении), то полученная таким образом приведенная площадь моментов даст нам в качестве диаграммы распределения нагрузок новую веревочную кривую, соответствующую упругой линии, если только полюсное расстояние было принято равным J_mE, где E обозначает модуль упругости материала вала. В соответствии с этим на фиг. 385, *ж* по вертикали наносятся в качестве отдельных сил отрезки, пропорциональные трапецеидальным площадям F_g на фиг. 385, *б*. Полюсное расстояние выбрано меньшим (исходя из масштаба чертежа), а именно, равным $\frac{J_mE}{2000}$, где $J_m = \pi 5^4/64 = 30{,}68$ *см*^{4} и $E = 21{,}5 \cdot 10^5$ *кг/см*^{2} (для горячих жидкостей, например, для питания котлов, применяются меньшие значения E; Хютте, т. 1). На фиг. 385, *е* начерчен новый веревочный многоугольник, который изображает упругую линию вала под действием собственного веса в масштабе, который определяется следующим образом. Если в многоугольнике сил масштаб[1] 1 *см*^{2} = k в *кг/см* и, кроме того, полюсное расстояние равно a в *см*, то полученные

[1] При этом надо иметь в виду, что для определения площади трапеции в *кг/см*^{2} необходимо умножить масштаб ординат и линейный масштаб чертежа на H *м*^{2}.

прогибы необходимо умножить на величину $\frac{mka}{J_m E}$, чтобы получить действительные значения[1].

Вычисленный таким образом масштаб наносится на чертеж. Согласно выражению (15. 26), получаем

$$\omega_k = \sqrt{981 \cdot \frac{369,7 \cdot 10^{-3}}{3272 \cdot 10^{-6}}} = 332,7 \ 1/сек$$

и тем самым

$$n_k = \frac{30}{\pi} \omega_k = 3175 \text{ об/мин.}$$

Хотя достигнутая точность вполне удовлетворительна, на той же фигуре для того же примера приведено приближенное вычисление точного уравнения (15. 25). Исходя из полученной упругой линии k от сил тяжести в предположении угловой скорости $\omega = 100$ $^1/сек$ вычисляется центробежная сила $mf\omega^2$ отдельных масс, соответствующая прогибу f; затем строится упругая линия от центробежных сил при этой нагрузке, причем многоугольник сил f дает диаграмму моментов g, а на основании последней и при помощи многоугольника сил h находится искомая упругая линия i под действием центробежных сил. Вычисление уравнения (15. 25), (для правой стороны его используются данные табл. 26) дает $\omega_k = 332,5$ по сравнению с 332,7. Следовательно, разница для этого вала с опорами по концам лежит в пределах точности чертежа.

В приведенном выше исследовании не учтено влияние окружающей среды, которая повышает критическое число оборотов и, как видно из приближенных данных, сообщаемых в подразделе «в», должно быть, вероятно, незначительным и вообще является заметным только в случае нагнетания воды. Аналогично осевые гидравлические силы, которые происходят от уравновешивающего устройства или упорного подшипника, влияют в том же направлении, а именно, растягивающие силы повышают критическое число оборотов, а силы сжатия — снижают их [численно их можно бы учесть при построении упругой линии под действием центробежных сил в случае использования уравнения (15. 25)]. Далее необходимо принять в расчет, что насаженные на вал втулки увеличивают жесткость вала. Но эта повышенная жесткость выражается только при некотором прогибе, который может оказаться недопустимо высоким для работы машины. Поэтому рассмотренное влияние лучше не учитывать (приближенный способ оценки этого влияния дает Феппль [461]). Прочие факторы излагаются в подразделе «е».

---

[1] Естественно, что выводы о действительной деформации под влиянием собственного веса можно делать только тогда, когда нет значительных консольных масс; это и имеет место в рассматриваемом числовом примере. У водяных насосов необходимо также учесть влияние подъемной (архимедовой) силы в воде: для этого следует прогиб умножить на множитель $\frac{\gamma_m - 1}{\gamma_m}$, где γ_m означает среднее значение удельного веса материала ротора. Значение γ_m следует принимать равным 8.

Выбор критического числа оборотов. Статический прогиб f, среднее значение которого выражается уравнением (15. 26), соответствует совершенно определенным опытным данным для обычных форм ротора. Для случая отдельного диска на невесомом валу имеем согласно уравнению (15. 21а)

$$\omega_k^2 = \frac{g}{f}. \tag{15. 27}$$

Для гладкого, свободно лежащего вала под действием собственного веса находим, когда f означает максимальный прогиб

$$\omega_k^2 = \frac{1,2685g}{f}. \tag{15. 28}$$

Из приведенного выше числового примера определяется коэффициент

$$k = \frac{332,7^2 \cdot 0,01100^8}{981} = 1,13,$$

так как $f = 0,01008$ *см* и $\omega_k = 332,7$. Если для общего случая ввести

$$\omega_k^2 = k\frac{g}{f}, \tag{15. 29}$$

причем f означает наибольший прогиб между подшипниками вала, то числовое значение k легко определить по приведенным данным. Оно тем больше, чем дальше удалена масса ротора от места наибольшего прогиба. Следует, однако, принять во внимание, что в некоторых случаях, например, когда рабочие колеса находятся вблизи подшипника и собственная масса вала мала, этот коэффициент приобретает значительно более высокое значение, чем указано выше.

Ввиду того что согласно уравнению (15. 29), ω_k^2 обратно пропорционально податливости вала, то будут иметь место высокие критические числа оборотов, принимая во внимание уплотнительные зазоры. Например, при $\omega_k = 230$, соответственно $n_k = 2200$ об/мин и $k = 1,10$, прогиб получился уже $f = 0,2$ *мм*. При рабочем числе оборотов ниже 3000 об/мин, следовательно, правильно взять критическое число оборотов выше рабочего числа оборотов, т. е. исходить из так называемого жесткого вала. При более высоких числах оборотов, в особенности у компрессоров, а также у насосов для питания котлов, предпочитают применять сверхкритические скорости, т. е. гибкие валы, потому что это позволяет в одном корпусе расположить большее количество ступеней или уменьшить диаметр вала. Благодаря последнему обстоятельству вход в колесо получается конструктивно более удовлетворительным, диаметр промежуточных уплотнений, а также сальников уменьшается, вследствие чего становится несущественным увеличение ширины зазора, обусловленное повышенной податливостью вала. Благодаря уменьшению отверстия втулки повышается также прочность рабочего колеса. При хорошей балансировке и достаточном ускорении переход через критическую угловую скорость при запуске заметен лишь очень

слабо. Наклонное положение диска для уравновешивания осевого давления у водяных насосов оказывает неблагоприятное влияние на его работу, поэтому в случае вала со сверхкритической скоростью следует предпочитать уравновешивание осевых усилий согласно разделу 100.

2. Учет влияния гироскопических моментов. Вследствие изгиба вала под действием центробежных сил рабочее колесо приобретает наклон упругой линии, так что центробежные силы отдельных частиц массы колеса будут иметь плечо момента относительно точки W вала, и следовательно, создавать дополнительный изгибающий момент. Очевидно, этот момент будет противодействовать прогибу и таким образом повышать критическое число оборотов выше значения ω_k. Поэтому при расчете следует для этого момента применить отрицательный знак. При этом мы предполагали, что диск с упругой линией находится в установившемся состоянии, т. е. вращается так, как если бы диск и вал представляли вместе жесткую конструкцию. Кроме этого «стационарного одновременного вращения» вала и диска, имеется еще второй вид движения, а именно, противовращение, когда вал беспрерывно сам по себе изгибается; плоскость упругой линии совершает при этом обратное вращение с угловой скоростью $-\omega$, т. е. навстречу вращению диска, так что последний относительно плоскости упругой линии приобретает скорость $+2\omega$. Это противовращение снижает критическое число оборотов ниже ω_k; поскольку, однако, оно связано с условием $e=0$, оно очень редко встречается. Кроме того, критическое состояние, обусловленное этим встречным вращением, значительно менее опасно, чем при «стационарном равнонаправленном вращении» вала и диска, потому что материал вала демпфирует колебания. У центробежных водяных насосов можно пренебречь влиянием гироскопических моментов. В приведенном выше числовом примере это влияние лежит в пределах точности чертежа. Иное положение у компрессоров, где, как правило, влияние гироскопических моментов на критическое число оборотов становится тем больше, чем больше радиус диска R по сравнению с расстоянием e между подшипниками.

У отдельных дисков влияние гироскопического момента становится тем более заметным, чем больше наклон упругой линии в месте крепления и чем меньше расстояние между подшипниками. Большей частью оба условия выполняются в случае консольно посаженного диска. Особенно сильное воздействие возникает тогда, когда диски расположены на обоих консольных концах вала на двух подшипниках (турбонагнетатели на выхлопных газах для наддува двигателей). Здесь можно встретить повышение критического числа оборотов в 2 раза и больше.

Там, где гироскопические моменты оказывают заметное влияние, необходимо, безусловно, принять их во внимание, так как размеры вала благодаря этому уменьшаются и, кроме того, без учета этого влияния конструкция может оказаться при известных обстоятельствах вообще невыполнимой при требуемом высоком числе оборотов.

Точная формула для критического числа оборотов первого порядка по Граммелю в случае равнонаправленного или противовращения имеет следующий вид

$$\left.\begin{matrix}\omega_{gl}^2\\ \omega_{gn}^2\end{matrix}\right\} = g\,\frac{\sum G_y}{\sum Gyf \mp g\sum J_p\,(1 \mp a)\,\delta\tau}\,. \qquad (15.30)$$

В этом выражении отрицательный знак в знаменателе применяется в случае равнонаправленного вращения, а положительный знак — для противовращения. Значения величин G, y, f аналогичны, как и в уравнении (15. 25).

Кроме того, здесь означает:

τ или σ — угол наклона упругой линии под действием центробежных сил или сил тяжести в местах сосредоточения отдельных масс;

J_p — полярный момент инерции этих масс;

$a \equiv \frac{J_a}{J_p}$ — отношение экваториального к полярному моменту инерции (см. ниже).

Уравнение (15. 30) создает еще больше трудности для вычисления, чем уравнение (15. 25), потому что, строго говоря, следовало бы учесть также влияние гироскопического момента на форму упругой линии под действием центробежных сил. Но опять с хорошим приближением допустимо заменить упругую линию под действием центробежных сил на упругую линию от сил тяжести и, таким образом, можно написать

$$\left.\begin{matrix}\omega_{gl}^2\\ \omega_{gn}^2\end{matrix}\right\} = g\,\frac{\sum Gf}{\sum Gf^2 \mp G\sum J_p\,(1 \mp a)\,\delta^2}\,, \qquad (15.31)$$

хотя гироскопические моменты не учитываются формой упругой линии от сил тяжести (угол наклона σ получается наиболее точно по диаграмме сил, причем, естественно, следует учесть наклонное положение окончательной линии). При построении этой упругой линии необходимо вновь принять, что вес масс, расположенных консольно за опорами, действует навстречу весам масс, находящимся между подшипниками. Получаемая точность достаточна даже тогда, когда влияние масс, консольно расположенных за опорами, превышает остальные.

Гироскопический эффект несколько переоценивается здесь по сравнению с уравнением (15. 30).

При очень высоких требованиях к точности можно затем построить упругую линию под действием центробежных сил первого приближения с использованием упругой линии тяжести, как было описано в п. 1, причем, строго говоря, при этом необходимо принять во внимание и гироскопические моменты на соответствующей диаграмме моментов. Гироскопический момент составляет для отдельных дисков

$$M_\tau = \mp (J_p \mp J_{\ddot a})\,\omega^2\delta = \mp J\,(1 \mp a)\,\omega^2\sigma. \qquad (15.32)$$

Здесь опять отрицательный знак относится к равнонаправленному вращению, положительный — к противовращению. Этот момент вызывает в обоих подшипниках дополнительную силу реакции $\pm M_{\tau}/l$ с противоположным знаком; с его помощью легко вычислить изменение моментов. Однако этот дополнительный расчет большей частью не требуется тем более, что зазоры в подшипниках, неравномерный момент инерции по сечению вала (продольные шлицы), увеличение жесткости вала из-за втулок, влияние момента привода, податливость фундамента, осевое давление и трение вообще не поддаются надежному расчету.

Практический интерес представляет только критическое число оборотов равнонаправленного вращения. Встречное вращение мало правдоподобно и вряд ли опасно. Отрицательный знак в знаменателе уравнения (15. 31), относящийся к равнонаправленному вращению, свидетельствует о том, что критическое число оборотов первого порядка вследствие крутильных колебаний становится очень большим или мнимым, следовательно, может совершенно отпасть. Значение $a = J_{a}/J_{p}$ равняется 0,5 для плоских дисков постоянной толщины, а также для закрытых радиальных колес, когда лопатки прикреплены к дискам; когда лопатки отлиты вместе с колесом a равняется 0,53; для полуоткрытых радиальных колес без покрывного диска на стороне всасывания a равняется 0,53—0,55; для рабочих колес паровых турбин $a = 0,51$.

Полярный момент инерции J_p можно ориентировочно, но достаточно точно определить, задаваясь величиной k/R, где k — радиус инерции $\left(\text{в равенстве } J_p = \frac{G}{g}\cdot k^2\right)$ и R — радиус наружной окружности колеса. При этом $k = R/\sqrt{2}$ в случае плоских дисков постоянной толщины; $k = (0,56 \div 0,6)\ R$ для рабочих колес с покрывным диском на всасывающей стороне; $k = 0,5\ R$ для полуоткрытых колес, т. е. без покрывного диска на всасывающей стороне; $k = 0,6 \div 0,7\ R$ для рабочих колес паровых турбин.

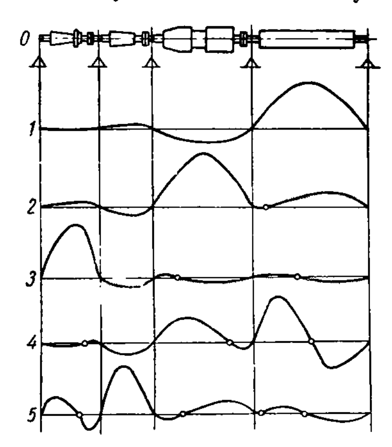
Приведенные выше цифры показывают, что полярный момент инерции рабочих колес несколько меньше, чем у плоского диска такого же веса и с одинаковым радиусом наружной окружности.

3. Критические числа оборотов высшего порядка. Для определения критических чисел высшего порядка можно использовать литературу [449] — [453]. Из-за неточности и большой затраты времени на эти вычисления предпочитают, однако, идти по другому пути, а именно, путем испытания модели, которую, естественно, необходимо выполнить по законам подобия, выраженным в уравнениях (15. 30) или (15. 31). Тогда измеренные значения можно легко пересчитать для условий натурального выполнения.

4. Вал с несколькими опорами. Вал насоса следует рассматривать вместе с валом двигателя. Если оба вала соединены упруго, то критическое числа оборотов отдельных валов мало влияют друг на друга, если оси валов совпадают. Но если применено жесткое соединение валов, то следует рассматривать вал двигателя и насоса, как один вал на нескольких опорах, вследствие чего крити-

ческое число оборотов отдельных валов повышается. Определение критического числа оборотов производится, как и в предыдущем случае, лучше всего путем испытания модели, соответствующей условиям подобия, причем получаются также и критические числа оборотов высшего порядка.

На фиг. 386 воспроизведен результат подобных исследований по методу аналогии. Этот случай касается не вала насоса, а вала с несколькими подшипниками трехкорпусной паровой турбины с генератором. Можно видеть, что с увеличением числа оборотов критические состояния перемещаются от одной части вала к другой и при повышенных числах оборотов возникают критические колебания второго порядка (например, в состоянии *4* в правой части вала, в состоянии *5* в левой части вала).



Фиг. 386. Результаты определения критического числа оборотов многоопорного вала по методу аналогии:

0 — схема вала; *1* — первое критическое число оборотов 1200 об/мин; *2* — второе критическое число оборотов 1735 об/мин; *3* — третье критическое число оборотов 2540 об/мин; *4* — четвертое критическое число оборотов 3660 об/мин; *5* — пятое критическое число оборотов 4200 об/мин.

д) Оценка влияния гироскопических моментов. Вследствие значительного удельного изгиба упругих линий высших порядков здесь гироскопический эффект приобретает большое значение. Граммель нашел, что критическая скорость вращения ω_{gl} для вала на двух опорах с равномерным и плотным распределением дисков, при равнонаправленном вращении вала и дисков, определяется по выражению (15. 33)

$$\omega_{gl}^2 = \frac{(\omega_{kr})_i^2}{1 - i^2\pi^2\left(\frac{k}{l}\right)^2 a}. \qquad (15.33)$$

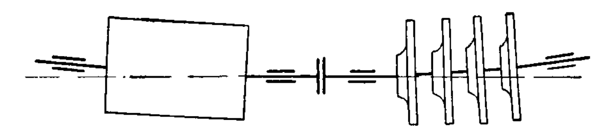
В этом выражении (ω_{kr}) означает критическую скорость вращения i-ого порядка без учета воздействия крутильных колебаний $a = J_{\ddot{a}}/J$; k — радиус инерции (см. выше) и l — расстояние между подшипниками. Для формы рабочего колеса, обычно применяемой в радиальных центробежных компрессорах, можно в среднем исходить из $k = 0{,}58\ R$ и $a = 0{,}5$, после чего получим

$$\omega_{gl}^2 = \frac{(\omega_{kr})_i^2}{1 - \frac{1}{6}\left(\frac{i\pi R}{l}\right)^2} = \frac{(\omega_{kr})_i^2}{1 - 1{,}65\left(i\frac{R}{l}\right)^2}. \qquad (15.33а)$$

Знаменатель в этом выражении становится равным нулю или приобретает отрицательное значение, когда $\frac{l}{R} \leqslant 1{,}28$. Вследствие

гироскопического эффекта у вала с равномерным распределением рабочих колес отпадают критические числа оборотов 1, 2 или 3-го порядка, если расстояние между подшипниками равняется приближенно 1,3 или 2,6 или 3,9 кратному значению радиуса диска, потому что тогда знаменатель сводится к нулю. Критические состояния высшего порядка, следовательно, легче устраняются под воздействием гироскопических моментов, чем для низших порядков.

е) Число собственных колебаний вращающегося вала. Под влиянием гироскопического эффекта критическое число оборотов, которое



Фиг. 387. Параллельное расположение полумуфт благодаря превышению наружных подшипников.

было определено выше, не представляет больше числа собственных колебаний неподвижного вала. Поэтому вращающийся вал будет иметь различную частоту собственных колебаний при различных числах оборотов. Отклонение тем больше, чем сильнее влияние гироскопических моментов, т. е. чем больше $\frac{k}{l}$ (предполагается равномерное распределение дисков [463]).

Ротор, который вращается на значительном удалении от своего критического числа оборотов, может иметь неспокойный ход, когда в нем возбуждаются колебания с собственной частотой под воздействием соседних машин (например, передача колебаний через фундамент).

ж) Влияние других факторов. Податливость масляного слоя (464) также изменяет критическое число оборотов, как и податливость корпуса подшипника [465] и фундамента. При применении упругих муфт вследствие неточности монтажа обеих половин муфты возникают дополнительные нарушения работы машины, потому что муфта тогда оказывает воздействие как кривошипно-шатунная передача.

Установка мотора и насоса должна всегда производиться так, чтобы упругие линии свободно лежащих валов у муфты имели общую касательную, потому что тогда обе половины муфты будут также параллельны. С этим связана необходимость такой установки мотора и насоса, чтобы внешние подшипники были расположены выше среднего подшипника. На фиг. 387 показано подобное расположение для наглядности в несколько преувеличенном виде. Этот способ позволяет разгрузить жесткую муфту от изгибающих усилий. Его можно рекомендовать также для упругих муфт, потому что тогда не будет происходить взаимного перемещения обеих половин муфты и таким образом уменьшается износ.

ГЛАВА XVI

САМОВСАСЫВАЮЩИЕ ЛОПАТОЧНЫЕ НАСОСЫ

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Лопаточные насосы для капельных жидкостей уступают поршневым насосам в одном важном свойстве. При запуске лопаточные насосы не могут выкачать воздух из всасывающего трубопровода, т. е. не могут сами всасывать воду. Перед каждым запуском необходимо всасывающую трубу к насосу наполнять водой. К этому следует добавить еще большую чувствительность лопаточных насосов к неплотностям во всасывающем трубопроводе и к воздушным мешкам, которые встречаются в плохо выполненных всасывающих трубопроводах, что может привести к отрыву столба жидкости, когда воздушная подушка попадает в первое рабочее колесо.

Этот недостаток особенно ощущается в насосных установках без обслуживающего персонала, которые автоматически включаются и выключаются в зависимости от уровня зеркала воды или давления [459]. Если вода выкачивается из колодца, то может случиться, что уровень всасываемой воды снизится почти до края всасывающего отверстия и будет засасываться воздух. Самовсасывающая способность требуется также у насосов, которые должны быть в любое время готовы к эксплуатации, например, пожарные насосы и другие. Вообще можно сказать, что в большинстве случаев способность к самовсасыванию означает повышение эксплуатационной надежности установки.

Ниже рассматриваются самовсасывающие конструкции и исключаются из рассмотрения такие, у которых удаление воздуха производится не самим насосом. Сюда относятся в первую очередь лопаточные насосы с дополнительно включенным струйным насосом (инжектером) [460]. Кроме того, исключаются из рассмотрения конструкции с встроенным сухим или мокрым воздушным насосом, а также такие, у которых заполнение насоса вместе со всасывающим трубопроводом осуществляется автоматически из наполненного трубопровода [461]. В этих случаях принцип действия лопаточного насоса не отличается от применяемого в обычных конструкциях. Далее мы не будем рассматривать объемные насосы с вращающимися рабочими органами, а именно: шестеренчатые насосы, ротационные насосы и т. п., потому что они работают так же, как поршневые

насосы, по принципу вытеснения, т. е. работа передается перемещаемой жидкости не с помощью обтекаемых лопаток.

Рассматриваемые насосы могут применяться как воздушно-водяные или как чисто воздушные, причем так, что один из видов работы может следовать за другим в любое время без вмешательства обслуживающего персонала. В основном сюда относятся только две конструкции, а именно: струйные лопаточные машины [1] и насосы с эксцентрическим водяным кольцом.

У обеих конструкций подача воздуха производится при тесном соприкосновении с подаваемой водой. Поэтому воздух полностью насыщается водяными парами и его парциальное давление P_l понижается по сравнению с общим давлением P_{I} на величину давления P_s водяных паров; следовательно, $P_l = P_{\text{I}} - P_s$. Давление водяных паров P_s вследствие полного насыщения, т. е. при относительной влажности $\varphi = 1$ равняется давлению насыщенных паров, соответствующих данной температуре воды, и может быть определено по диаграмме водяных паров.

Подача воздуха G_l, выраженная в *кг/сек*, составляет согласно уравнению состояния газа

$$G_l = \frac{P_l V_l}{RT_w} = \frac{P_l - P_s}{RG_w} V_l;$$

здесь

G_l — весовой расход сухого воздуха в *кг/сек*;
V_l — объемный расход сухого воздуха в *м³/сек*;
R — газовая постоянная сухого воздуха;
T_w — температура рабочей жидкости в градусах абсолютной шкалы (Кельвина).

Кроме того, здесь обозначено в *кг/м²* (в *мм* вод. ст.)

P_{I} — давление воздуха во всасывающем патрубке;
P_l — парциальное давление сухого воздуха;
P_s — давление паров воды при температуре T.

Ввиду того что температура рабочей воды не должна оказывать влияния на объемный расход воздуха V_l, то весовой расход воздуха G_l должен быть пропорционален $(P_{\text{I}} - P_s)/T_w$, следовательно, равняется нулю, когда $P_{\text{I}} = P_s$, т. е. при таком нагревании рабочей воды, что она закипает при давлении всасывания P_{I}. Отсюда следует, что минимально возможное давление всасывания при нулевой подаче воды равняется давлению паров рабочей воды (теоретический вакуум). Только при холодной воде можно достигнуть высокого вакуума на всасывании.

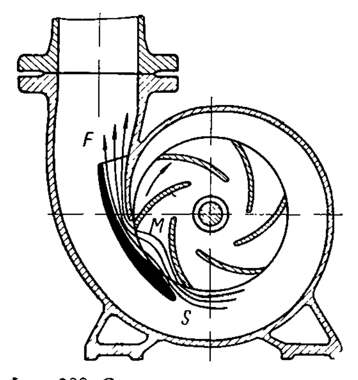
А. Струйные лопаточные машины

В начале XX столетия широко использовались струйные насосы для турбинных конденсационных установок [462]. Принцип их действия сохранил свое значение до сих пор; для создания самовсасы-

---

[1] В данном случае следует иметь в виду, что под термином «струйные насосы» иногда понимают обычные эжекторы и инжекторы. *Прим. ред.*

вания водяных лопаточных насосов используется струя воды, выходящая из рабочего колеса насоса, для сжатия воздуха в специальном приемном сопле. При этом приходится принимать в расчет, что к. п. д. воздушного всасывания хуже, чем к. п. д. подачи воды. Из большого числа предложенных в ФРГ и за границей [362] конструкций особо следует упомянуть о конструктивном принципе, предложенном проф. Шульцем, основанном на продувке каналов рабочего колеса.



Фиг. 388 Самовсасывание в результате образования языка кожуха в виде струйного насоса (продувка ячеек рабочего колеса).

Насосы с продувкой каналов колеса (фиг. 388) отличаются от обычных лопаточных насосов со спиральным кожухом, если не учитывать необходимого для всех самовсасывающих насосов обращенного вверх изогнутого всасывающего патрубка, тем, что к выступу (к языку) спирали присоединено сопло *F*.

Входное отверстие *S* сопла улавливает водяное кольцо, возникающее по окружности рабочего колеса, как только наступает срыв всасывания насоса из-за попадания в него воздуха, и отклоняет его внутрь рабочего канала *M*. Находящаяся там смесь воздуха и воды частично увлекается поступившей в колесо жидкостью за счет трения и обмена импульсами и подается в напорный патрубок насоса. Здесь воздух выходит вверх, а освобожденная от воздуха жидкость возвращается вниз к входному отверстию *S* сопла, чтобы вновь участвовать в удалении воздуха. Дополнительное сопло мало влияет на процесс нагнетания воды, но зато описанный насос обладает сравнительн оограниченной способностью к всасыванию воздуха и высота всасывания у него не превышает приблизительно 6 *м*. Подобные насосы особенно пригодны для перекачивания сточных вод.

Б. Насосы с эксцентрично расположенным водяным кольцом

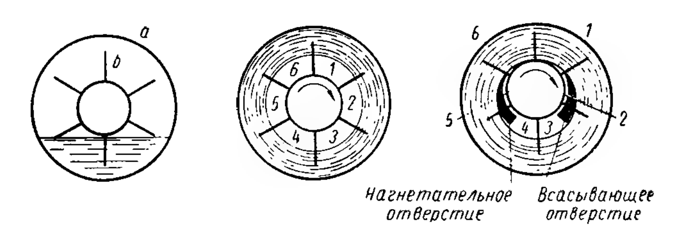
К этой категории насосов относятся собственно «водокольцевые насосы» н так называемые «вихревые» насосы.

Чтобы подробнее пояснить принцип действия водяного кольца, остановимся сперва на первой схеме, тем более, что она и в историческом отношении является первой

Водокольцевые насосы. Когда звездообразное колесо *b* (фиг. 389) концентрично вращается внутри частично заполненного водой цилиндра *a*, то образуется водяное кольцо, также расположенное концентрично по отношению к оси вращения, и между лопатками получаются шесть одинаковых по размерам ячеек (с *1* по *6*). Если, однако, расположить звездообразное рабочее колесо эксцентрично по отношению к корпусу, то *1*, *2* и *3* ячейки

между лопатками будут во время первой половины оборота колеса увеличиваться, начиная от места соприкосновения лопатки с корпусом, создавая этим всасывающее действие в правом серповидном отверстии, в то время как во второй половине оборота ячейки *4*, *5* и *6* будут уменьшаться, сжимая воздух и нагнетая его через левое серповидное отверстие; на фиг. 389 всасывающее и нагнетательное отверстия окрашены в черный цвет.

Само собой разумеется, что важно обеспечить хорошее уплотнение торцовых поверхностей рабочего колеса по отношению к боковым, плоским стенкам корпуса, в которых вырезаны всасывающие



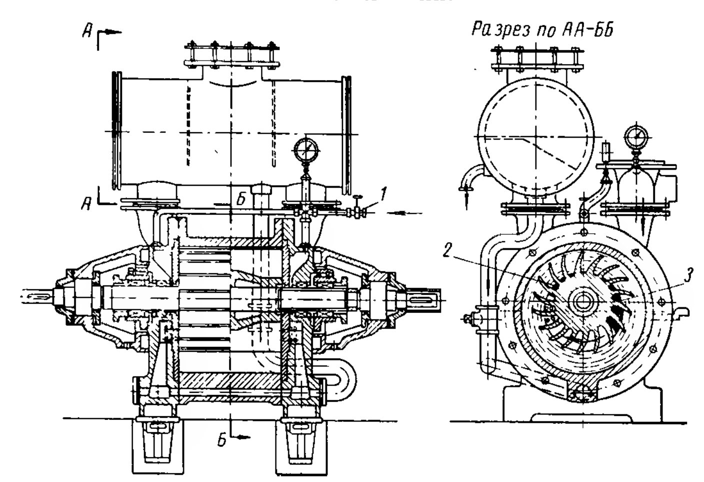
Фиг. 389. Принцип действия водокольцевого воздушного насоса.

и нагнетательные отверстия; при недостаточно хорошем уплотнении возникнут значительные потери из-за утечек. Что касается уплотнения между концами лопаток и цилиндрической поверхностью корпуса, то оно обеспечивается водяным кольцом. Поэтому насос в целом менее чувствителен к загрязнениям нагнетаемого вещества, чем коловратный насос с вращающимся вытеснителем и радиально перемещающимися пластинками, принцип действия которого внешне похож на принцип действия рассматриваемого здесь насоса с водяным кольцом.

В насосах описываемого типа, у которых корпус выполнен широким, затруднительно обеспечить достаточно быстрое опорожнение и заполнение ячеек между лопатками, по всей длине, если всасывающее и нагнетательное отверстия предусмотрены лишь на одной торцовой стенке корпуса. Поэтому в насосах с широким корпусом целесообразно устраивать всасывающие и нагнетательные отверстия в обеих торцовых стенках корпуса (фиг. 390). Для ускорения заполнения и опорожнения ячеек между лопатками рабочего колеса фирма Сименс-Шуккерт выполняет колеса так, что их втулки сужи265ваются в направлениях вправо и влево от середины.

Признано более целесообразном выполнять корпус насоса не в виде кругового цилиндра, а предусматривать в нем одну или же несколько выпуклостей. Кроме того, в большинстве случаев отказываются от радиальных лопаток, изображенных на схеме фиг. 389, а применяют изогнутые лопатки, обращенные своей вогнутостью в сторону вращения рабочего колеса (фиг. 390). В последующем изложении, при рассмотрении теории насосов с водяным кольцом для упрощения

выводов обе эти конструктивные особенности не учитываются, хотя дается оценка оказываемых ими влияний.



Фиг. 390. Водокольцевой воздушный насос *SSW*:
1 — свежая вода; *2* — нагнетательная щель; *3* — всасывающая щель.

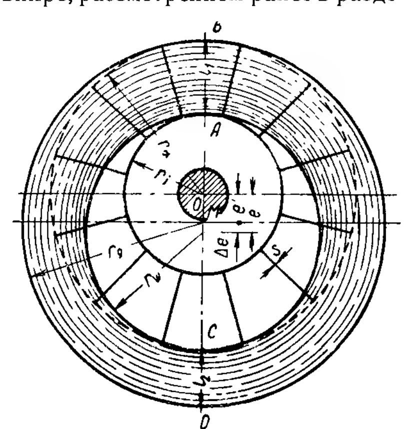
I. Случай нагнетания воздуха

а) **Давление нагнетания.** На стороне всасывания, а именно, на правой стороне рабочего колеса, изображенного на фиг. 391, лопатки колеса оказывают ускоряющее воздействие на внутренние части водяного кольца, так как возрастают радиусы последнего по отношению к оси вращения.

Вся затрачиваемая на стороне всасывания работа проявляет себя именно в этом увеличении скорости внутренних частей водяного кольца, потому что давление на свободной внутренней поверхности последнего остается неизменным. На стороне нагнетания, т. е. на левой стороне фиг. 391, лопатки снова все больше погружаются в водяное кольцо. Очевидно, что работа, затраченная на ускорение воды на правой стороне, должна быть снова возвращена рабочему колесу, если одновременно не будет происходить увеличения давления на внутренней поверхности водяного кольца. Согласно закону Бернулли, в связи с таким повышением давления в свободном потоке жидкости, должна уменьшаться скорость. Подобное свободное течение жидкости и имеет место внутри серповидной полости, образующейся между рабочим колесом и корпусом насоса. В протекающей здесь воде повышение давления, очевидно, должно происходить за счет собственной энергии потока. В результате возрастания давления поток соответственно замедляется, вследствие чего он должен становиться более широким. Но ширина потока может возрастать лишь в той мере, в которой уменьшается пространство, занимаемое

воздухом, вследствие сжатия последнего. Этим и предопределяется достигаемое давление нагнетания, которое, следовательно, можно рассчитать, исходя из условия неразрывности потока.

Прежде чем приступить к расчету давления нагнетания, воспользуемся фиг. 391 для того, чтобы лучше выявить особенности процесса течения воды. Внутри водяного кольца в радиальных направлениях давление должно возрастать в результате действия центробежных сил так же, как и в потенциальном вихре, рассмотренном ранее в разделе 39 этой книги. Однако в данном случае, вследствие обмена энергией с рабочим колесом, такого вихря нет, а потому нельзя воспользоваться законом площадей; таким образом, в направлении от центра к периферии скорость уменьшается обратно пропорционально радиусу. Более того, можно показать, что в серповидной внешней полости скорость остается постоянной, т. е. не зависит от радиуса и равна скорости выхода воды из колеса. При бесконечно большом числе лопаток на радиальных концах последних эта скорость в окружном направлении равна ωr_a; при конечном числе лопаток, воспользовавшись коэффициентом уменьшения работы p (см. раздел 21и далее) получим для скорости значение $\omega r_a/(1+p)$. Тот факт, что эта скорость сохраняется постоянной вдоль каждой линии тока в области всасывания серповидной полости, объясняется (если не учитывать трения) согласно закону Бернулли тем, что давление остается постоянным.



Фиг. 391. Важнейшие обозначения к расчету водокольцевого насоса.

Если число лопаток рабочего колеса бесконечно велико, то повышение давления (в *м* вод. ст.) по сравнению с давлением в заполненной воздухом полости всасывания составляет в начале периода всасывания, т. е. в точке B на фиг. 391, согласно уравнению (1. 17)

$$h_{p1}=\frac{\omega^2}{2g}\left(r_a^2-r_i^2\right)=\frac{\omega^2}{2g}r_a^2\left(1-\nu^2\right), \tag{а}$$

а в конце периода всасывания, т. е. в точке D того же радиуса, согласно уравнению (1. 12)

$$h_{p2}\approx\int\limits_{r=r_g-l_2}^{r=r_g}\frac{(\omega r_a)^2\,dr}{g}=\frac{(\omega r_a)^2}{g}\ln\frac{r_g}{r_g-l_a}; \tag{б}$$

полагая, что в серповидной полости скорость остается постоянной, определяем, подставляя в уравнение (17. 3) $\lambda=1$, $r_g=\frac{r_a}{4}\cdot(5-\nu^2)$,

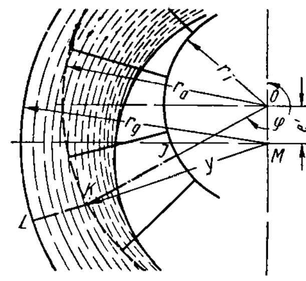
а из уравнения (17.2) находим $l_2 = r_2 \cdot (1 - \nu^2)/2$; подставляя значение r_g и l_2 в уравнение для h_{p2}, найдем, что

$$h_{p2} \approx \frac{\omega^2}{g} r_a^2 \ln \frac{5 - \nu^2}{3 + \nu^2}.$$

Следовательно,

$$\frac{h_{p2}}{h_{p1}} = \frac{2 \ln \frac{5 - \nu^2}{3 + \nu^2}}{1 - \nu^2}.$$

При отношениях радиусов $\nu = \frac{r_i}{r_a} = \frac{1}{4}$, $\frac{1}{2}$ и $\frac{3}{4}$ отношение $\frac{h_{p2}}{h_{p1}}$ получается соответственно равным 1,02, или 1,01, или 1,00, т. е. практически остаются неизменными и равными 1.



Фиг. 392. Сечение потока LKJ.

Таким образом, на внешней кромке водяного кольца на стороне всасывания давление остается неизменным, что определяется утонением кольца там, где возрастает скорость.

В последующем изложении влияние конечного числа лопаток и противоположно действующее, но, по-видимому, существенно большее влияние обмена импульсов на окружности колеса, который вызывает дополнительное повышение давления, мы учтем тем, что, скорость на выходе из колеса будем принимать равной $\lambda \omega r_a$, т. е. кратной окружной скорости колеса с коэффициентом λ. Выбор того или иного значения λ поможет также учесть влияние, оказываемое криволинейной формой лопаток (см. фиг. 390).

Коэффициент λ незначительно отличается от единицы, а потому в подавляющем большинстве случаев можно принимать $\lambda = 1$; следует иметь в виду, что все диаграммы построены именно для $\lambda = 1$. Все же в формулах обозначение λ сохранено, так как это не вызывает увеличения числа уравнений.

В начале периода всасывания, т. е. в точке B (фиг 390) все водяное кольцо увлекается лопатками со средней скоростью $\frac{\omega(r_a + r_i)}{2}$; в конце периода всасывания, согласно сказанному выше, скорость возрастает и становится равной $\lambda \omega r_a$. Из-за этого водяное кольцо становится тоньше; его толщина, равная $l_1 = r_a - r_1$ в точке B, уменьшается в точке D до величины

$$l_2 = l_1 \frac{r_a + r_i}{2 r_a \lambda},$$

если вершины лопаток как раз касаются водяного кольца в точке C. Исходя из этого условия, получим схему, представленную на фиг. 392,

пользуясь которой можно определить все размеры, если известны радиусы r_a и r_i. Принимая $r_a = 1$, можно получить для всех величин, обозначенных буквами на фиг. 392, безразмерные параметры, зависящие от отношения радиусов $\nu = \frac{r_i}{r_a}$, а именно:

$$\frac{l_1}{r_a} = 1 - \nu; \tag{16. 1}$$

$$\frac{l_2}{r_a} = \frac{1}{2\lambda}(1 - \nu)(1 + \nu) = \frac{1}{2\lambda}(1 - \nu^2); \tag{16. 2}$$

$$\frac{r_g}{r_a} = 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{l_2}{r_a} = 1 + \frac{1 - \nu^2}{4\nu}; \tag{16. 3}$$

$$\frac{e}{r_a} = \frac{1}{2} \cdot \frac{l_1}{r_a} = \frac{1}{2}(1 - \nu); \tag{16. 4}$$

$$\frac{e'}{r_a} = \frac{1}{2} \cdot \frac{l_2}{r_a} = \frac{1}{4\lambda}(1 - \nu^2); \tag{16. 5}$$

$$\frac{r_w}{r_a} = \frac{r_g - \frac{1}{2}(l_1 + l_2)}{r_a} = \frac{1}{2}(1 + \nu). \tag{16. 5a}$$

Расчет давления нагнетания будем проводить, используя приведенные выше безразмерные параметры. Воздушный поток V_l и вспомогательный водяной поток V_w совместно проходят через произвольно выбранное поперечное сечение JKL (фиг. 392). Это сечение выбрано так, что участок $JK = r_a - r_i$ расположен на радиусе r_a — окружности, а KL — на радиусе r_g окружности. В области всасывания, согласно сказанному выше, скорость c в направлении, перпендикулярном по отношению к $KL = r_g - y$, равна $\lambda \omega r_a$. Средняя скорость, перпендикулярная к $KJ = r_a - r_i$, равна $\frac{\omega(r_a + r_i)}{2}$. Вершины лопаток как раз касаются в точке C внутренней поверхности водяного кольца; поэтому как засасываемый воздушный поток V_{lI}, так и вспомогательный водяной поток V_w равны объему, описываемому одной лопаткой в секунду

$$V_{lI} = V_w = \frac{r_a + r_i}{2}\,\omega(r_a - r_i)\,b = \omega r_a^2 \frac{1 - \nu^2}{2}\,b \tag{16. 6}$$

причем индекс I внизу указывает начальное состояние, т. е. отнесенное давлению всасывания h_I (*м* вод. ст.); потерей нагнетания из-за конечной толщины лопаток s, а также потерей из-за утечек пренебрежем; буквой b обозначен осевой размер лопаток.

Тогда при любом давлении h, полагая, что воздух сжимается изотермически, так как он соприкасается с водой

$$V_l = V_{lI}\frac{h_I}{h} = V_w \frac{h_I}{h}. \tag{16. 7}$$

Скорость c в области нагнетания, нормальную к $\overline{LK} = r_g - y$, найдем по закону Бернулли

$$c^2 = (\lambda \omega r_a)^2 - 2g(h - h_{\mathrm{I}}). \qquad (16.8)$$

Это уравнение справедливо лишь для серповидной полости, т. е. для поперечного сечения LK, но не для KJ.

При этом не учитываем повышения давления в водяном кольце в направлении радиуса, потому что для каждой линии потока, как уже было разъяснено в данном разделе выше, давление можно считать постоянным Фактически справедливость этого допущения была доказана выше лишь для области всасывания; распространение его на область нагнетания окажет лишь самое незначительное влияние на конечный результат.

Уравнение неразрывности потока для рассматриваемого поперечного сечения можно написать в таком виде:
поток через LK плюс поток через KJ равен $V_w + V_l$, т. е.

$$c(r_g - y)b + \omega\frac{r_a + r_l}{2}(r_a - r_i)b = V_w\left(1 + \frac{h_{\mathrm{I}}}{h}\right) =$$

$$= \omega\frac{r_a + r_l}{2}(r_a - r_i)\left(1 + \frac{h_{\mathrm{I}}}{h}\right)b$$

или, используя уравнение (16. 8), получим после простейших преобразований

$$\left(\frac{2r_a(r_g - y)}{r_a^2 - r_i^2}\right)^2\left[\lambda^2\frac{2gh_{\mathrm{I}}}{\omega^2 r_a^2}\left(\frac{h}{h_{\mathrm{I}}} - 1\right)\right] = \left(\frac{h_{\mathrm{I}}}{h}\right)^2. \qquad (16.9)$$

Рассматривая треугольник ОКМ, найдем

$$y^2 = r_a^2 + e'^2 - 2r_a e' \cos(\varphi^\circ - 90). \qquad (16.9a)$$

Вводя в последние два уравнения безразмерные параметры, а также обозначив через x неизвестную величину $\frac{h}{h_{\mathrm{I}}}$, получим

$$A^2\left[\lambda^2 - \frac{1}{\varepsilon}(x - 1)\right] = \frac{1}{x^2}, \qquad (16.10)$$

где для сокращения подставлено

$$\varepsilon \equiv \frac{(\omega r_a)^2}{2gh_{\mathrm{I}}}, \qquad (16.11)$$

$$A \equiv \frac{2 + \frac{1 - \nu^2}{2\lambda} - \mathfrak{y}}{1 - \nu^2}, \qquad (16.12)$$

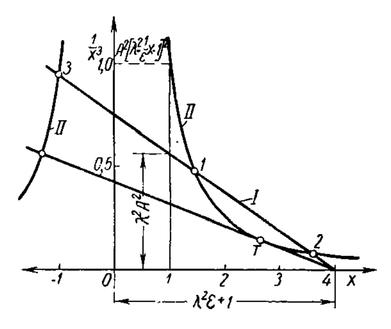
где

$$\mathfrak{y} \equiv \frac{y}{r_a} \equiv \sqrt{1 + \left(\frac{1 - \nu^2}{4\lambda}\right)^2 - \frac{1}{2\lambda}(1 - \nu^2)\cos(\varphi^\circ - 180)}. \qquad (16.12a)$$

При решении уравнения (16. 10) коэффициент ε можно рассматривать, как заданный параметр, имеющий такой же вид, как величина, обратная коэффициенту давления ψ (раздел 25); назовем величину φ скоростным коэффициентом насоса.

Кубическое уравнение (16. 10) решается расчетным путем сравнительно сложно.

Однако возможно простое графическое решение уравнения (16. 10), если его левую и правую стороны рассматривать как раздельные функции, построив по ним соответствующие линии и найдя точки их пересечения на диаграмме. Левая сторона представляет собой прямую линию *I* (фиг. 393), которую легко построить, отложив на осях координат соответствующие отрезки; прямая всегда проходит также через точку с абсциссой *1* и ординатой $\lambda^2 A^2$. Правая сторона представляет кривую, напоминающую собой гиперболу. Из трех точек пересечения *1*, *2* и *3* подходящей является только точка *1*, потому что только здесь возрастает отношение давлений x по мере увеличения φ, т. е. по мере уменьшения A.



Фиг. 393. Графическое определение $\chi = \frac{h}{h_1}$.

По мере увеличения φ обе точки пересечения *1* и *2* сближаются между собой и, наконец, дают одну точку *T*, в которой прямая касается правой ветви гиперболы. При дальнейшем увеличении φ уже нельзя получить никакого реального решения.

Наличие для уравнения (16. 10) двух положительных корней $x > 1$ или же, в других случаях, отсутствие реального решения можно объяснить очень просто, если вообразить, что воздушно-водяная смесь представляет собой гомогенный газ; это вполне возможно при рассмотрении целиком всей воздушно-водяной смеси. Скорость распространения в ней звука, определяемая по уравнению (2. 53) (см. раздел 14), очень мала и всегда находится в области возникающих здесь скоростей воды. Поэтому, как и в сопле Лаваля, поперечное сечение сжимаемого потока должно сначала сузиться, а потом, после достижения наименьшего поперечного сечения, должно вновь увеличиться [1]. Следовательно, в каждом поперечном сечении возможно как докритические, так и сверхкритические условия течения. Однако докритическое течение не имеет никакого физического

[1] Рассматриваемый здесь поток свободно (без внешних воздействий) движется лишь в области внешней серповидной полости, потому что в районе колеса он находится под положительным или отрицательным воздействием, оказываемым колесом на поток. Поэтому сопоставление с процессом истечения из сопла, проведенное выше для лучшего понимания рассматриваемого процесса сжатия, имеет характер лишь самой общей ориентировки.

смысла, потому что при этом канал должен был бы непрерывно расширяться, а течение должно было бы изменить свое направление; таким образом, в рассматриваемом здесь случае течение имеет противоположный характер, т. е. сжимающийся поток является здесь «сверхкритическим». Аналогично тому, как это имеет место в сопле Лаваля, и в данном случае не может быть превзойдено допустимое наименьшее поперечное сечение, если течение должно продолжаться. Это наименьшее поперечное сечение расположено дальше в конце процесса сжатия, потому что в рассматриваемом здесь случае поперечное сечение непрерывно сужается. Конец процесса сжатия внешне характеризуется началом выпуска через отверстие, вырезанное в торцовой стенке корпуса насоса.

Так как «критическая» скорость представляет собой (считая в среднем) наименьшую допускаемую скорость, то и поток не может быть замедлен до состояния покоя. Результаты исследований, о которых будет идти речь позднее, показали, что если сечение меньше критического, то течение сохраняется благодаря тому, что поток сам себе помогает засасыванием меньшего количества воздуха. Очевидно, что из-за этого уменьшается и необходимое поперечное сечение и тогда течение может продолжаться.

На диаграмме (фиг. 394) построены кривые значений x по уравнению (16. 10) в зависимости от φ для параметров $\varepsilon = 1, 2, 4$ и 8, а также $\nu = \frac{1}{1{,}5}, \frac{1}{2}$ и $\frac{1}{3}$, причем принято $\lambda = 1$. Нетрудно видеть, что влияние ν незначительно. Кривые, построенные на диаграмме, имеют практическое значение, потому что они показывают конструктору, до какого значения φ может простираться нагнетательное (выпускное) отверстие для получения требуемого конечного давления, т. е. чтобы внутри корпуса насоса не возникало никаких чрезмерных давлений, которые могли бы вызывать увеличение потерь.

Каждая из построенных φ- и x-кривых заканчивается при уже рассмотренном ранее критическом отношении давлений. Математический анализ этого предельного случая, при котором «скоростной коэффициент» насоса имеет наименьшее значение, необходимое для достижения требуемого напора, приводит к критическому отношению давлений

$$x_{max} = \frac{2}{3}(\varepsilon\lambda^2 + 1) \qquad (16.13)$$

и, следовательно, не зависит от отношения ν.

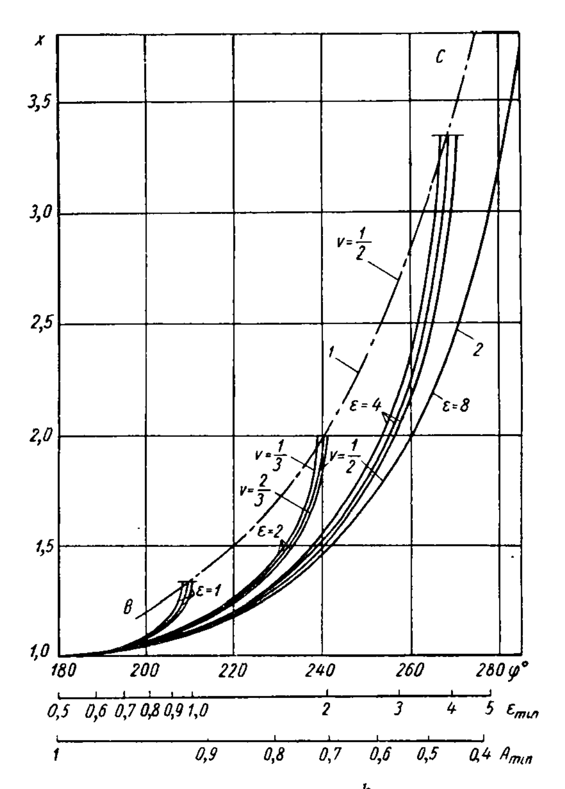
Таким образом,

$$\varepsilon_{min} = \left(\frac{3}{2}x - 1\right)\frac{1}{\lambda^2}, \qquad (16.13a)$$

что позволяет определить минимальный скоростной коэффициент насоса, необходимый для преодоления заданного отношения давлений. При $x = 1$ получим $\varepsilon_{min} = \frac{1}{2\lambda^2}$, как самое малое числовое зна-

чение ε. Из уравнения (16. 13) и с учетом (16. 11) найдем наименьшую возможную окружную скорость

$$(r_a\omega)_{\min} = \frac{1}{\lambda}\sqrt{(3x-2)\,gh_{\rm I}} = \frac{1}{\lambda}\sqrt{g\,(3h-2h_{\rm I})} \qquad (16.\,14)$$



Фиг. 394. Зависимость отношения давлений $\chi = \frac{h}{h_1}$ от угла поворота φ при втулочном отношении 1,5; 1,2; 1,3 и скоростных коэффициентах ε = 1,2; 4,8. Обращается внимание на следующее: предельная кривая BC представляет линию максимального отношения давлений χ и минимальных значений коэффициента ε:

1 — предельная кривая для параметра $v = {}^1/_2$; *2* — кривая при $x < 6$ и при $\varphi = 292{,}3°$.

или же наименьшее число оборотов

$$n_{\min} = \frac{30\omega_{\min}}{\pi} = \frac{30}{\pi r_a \lambda}\sqrt{g\,(3h-2h_{\rm I})}\;. \qquad (16.\,14\text{a})$$

Пользуясь уравнением (16. 14а), можно определить число оборотов, необходимое для того, чтобы насос развивал требуемый напор.

Соответствующий угол φ можно рассчитать с помощью значения A по уравнению (16. 15),

$$A_{\min} = \frac{1}{x_{\max}} \sqrt{3 - \frac{2}{x_{\max}}} = \frac{3\sqrt{3}\lambda}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{(\lambda^2\varepsilon + 1)^3}} \qquad (16.\ 15)$$

после того как принято значение ν и определены υ по уравнению (16. 12), а также φ. Зависимость между φ и $x_{\max}$ проще всего определяется по штрих-пунктирной кривой BC на фиг. 384, построенной для $\nu = \frac{1}{2}$ и $\lambda = 1$, но дающей лишь незначительные отклонения при других значениях λ. Соответствующие углам φ числовые значения ε и A можно определить по масштабу, построенному на фиг. 394 ниже оси абсцисс.

Для $\nu = 1$ величина A сначала неопределенна. Производная от числителя и знаменателя по ν дает в этом случае

$$A = \frac{1}{2\lambda}[1 + \cos(\varphi - 180°)].$$

После того как вычислено значение $x_{\max}$, можно определить также наименьшую допускаемую скорость в серповидной полости, воспользовавшись для этого законом Бернулли. Напишем уравнение (16. 8) в виде

$$\left(\frac{c}{\omega r_a}\right)^2 = \lambda^2 - \frac{x-1}{\varepsilon}, \qquad (16.\ 16)$$

а затем, полагая $x' = x_{\max}$, найдем из уравнения (16. 13)

$$\left(\frac{c_{\min}}{\omega r_a}\right)^2 = \frac{1}{3}\left(\lambda^2 + \frac{1}{\varepsilon}\right) \qquad (16.\ 17)$$

Следовательно, скорость в серповидной полости никогда не может быть равна нулю и тем более не может быть отрицательной, что уже отмечалось ранее.

В заключение заметим еще, что на фиг. 394 все кривые φ и x переходят вверху в вертикальные линии [1].

Закон подобия. Выясним вопрос о том, как будет вести себя насос в действительности при изменении давления нагнетании или числа

[1] Дифференцирование по φ уравнения (16. 10) дает

$$2A\frac{dA}{d\varphi}\left(\lambda^2 - \frac{1}{\varepsilon}(x-1)\right) - \frac{A^2}{\varepsilon}\cdot\frac{dx}{d\varphi} = -\frac{2}{x^3}\cdot\frac{dx}{d\varphi}.$$

Поэтому, согласно уравнению (16. 12),

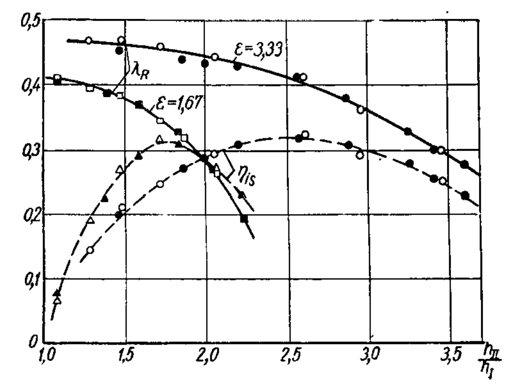
$$\frac{dA}{d\varphi} = -\frac{2}{1-\nu^2}\frac{d\upsilon}{d\varphi} = \frac{\sin(\varphi° - 180)}{2\lambda\upsilon}.$$

Если теперь подставить справедливое для критической точки значение x из уравнения (16. 13) и A из (16. 15), то тогда найдем, что $\frac{dx}{d\varphi} = \infty$.

оборотов?. На фиг. 395 представлена диаграмма, построенная по результатам испытаний насоса фирмы Сименс-Шуккерт с размерами $r_a = 110$ *мм*; $b = 40$ *мм*; $\nu = 0{,}64$; рабочее колесо выполнено с двенадцатью прямыми лопатками. По оси абсцисс на фиг. 395 отложены отношения давлений $\frac{h_{II}}{h_I}$, а по оси ординат отложены значения:

1) степени использования рабочего колеса

$$\lambda_R = \frac{V_{1l}}{r_a^2 \cdot \pi \cdot b \cdot n},$$



Фиг. 395. Коэффициент использования объема колеса λ_R и изотермический к. п. д. в зависимости от отношения давлений h_{II}/h_I при различных значениях скоростного коэффициента ε [см. уравнение (16. 11)]. Вакуумная область—белые кружочки; компрессорная область — черные точки [закон подобия по теории доктора Энгельса (*SSW*)].

представляющей собой нагнетаемый объем, приходящийся на единицу объема, описываемого рабочим колесом; очевидно, что «степень использования рабочего колеса» аналогична коэффициенту подачи для поршневых насосов. В числителе V_{1l} представляет собой объем воздуха, нагнетаемого в 1 мин., отнесенный к давлению на стороне всасывания;

2) изотермического к. п. д. на муфте η_{is} (см. разд. 5).

В качестве параметра принят скоростной коэффициент ε по уравнению (16. 11). Давление на стороне всасывания изменялось при испытаниях от глубокого вакуума (белые кружочки на диаграмме) до атмосферного давления (черные кружочки на диаграмме), т. е. исследовался также случай работы насоса в качестве воздушного компрессора.

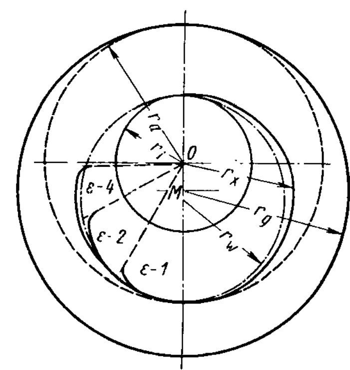
Прежде всего заслуживает внимания закон подобия (по сообщению инж. Энгельса), заключающийся в том, что при одинаковом скоростном коэффициенте ε и одном и том же отношении давлений коэффициент подачи и к. п. д. сохраняют свои значения независимо от h_I; очевидно, это объясняется тем, что и состояния потока также остаются одинаковыми. Такое обстоятельство существенно облегчает совместное рассмотрение работы вакуум-насосов и насосов, создающих избыточное давление.

Вместе с тем нетрудно усмотреть, что объем, отнесенный к давлению на стороне всасывания, уменьшается по мере возрастания отношения давлений, хотя теоретический всасываемый объем не должен зависеть от этого отношения (потому что насос работает по принципу

вытеснения). Согласно уравнению (16. 13), получим в качестве наибольшего отношения давлений

$$\left(\frac{h_{II}}{h_I}\right)_{max} = \frac{2}{3}(1+\varepsilon).$$

Как показывает диаграмма (фиг. 395), в действительности насос продолжает нагнетать и выше этого предела. То обстоятельство, что при переходе через критическое отношение давлений не происходит отрыва столба жидкости, объясняется, следовательно, уменьшением подачи, т. е. уменьшением η_{iv}.



Фиг. 396. Протекание внутренних границ водяиого кольца при $\nu = {}^1/_2$ и $\varepsilon = 4{,}2$ и 1.

Соответствующие обоим принятым на диаграмме параметрам $\varepsilon = 3{,}33$ и 1,67 значения максимального отношения давлений $\left(\frac{h_{II}}{h_I}\right)_{max} = 2{,}9$ и 1,78 располагаются, однако, на нисходящей ветви кривой к. п. д., так что все же не рекомендуется переходить границу числа оборотов по уравнению (16. 14а).

б) Внутренняя граница водяного кольца. С помощью зависимости между углом φ и отношением давлений $x = \frac{h}{h_I}$ можно найти также радиус-вектор r_x внутренней границы водяного кольца. Если написать уравнение неразрывности только для воздушного потока, то тогда найдем для стороны нагнетания

$$b\frac{r_x + r_i}{2}\omega(r_x - r_i) = V_{l1}\frac{1}{x},$$

откуда, с учетом также уравнения (16. 6), найдем, что

$$r_x = \sqrt{(r_a^2 - r_i^2)\frac{1}{x} + r_i^2}\,. \tag{16. 18}$$

или в безразмерном виде

$$\frac{r_x}{r_a}\sqrt{(1-\nu^2)\frac{1}{x} + \nu^2}\,. \tag{16. 18a}$$

На фиг. 396 представлена схема, поясняющая характер течения по внутренней границе водяного кольца при $\varepsilon = 4{,}2$ и 1, $\nu = {}^1/_2$ и $\lambda = 1$. Подставляя в уравнение (16. 18а) значение x из уравнения (16. 13), получим уравнение для радиуса конечной точки

$$\frac{r_{x\,min}}{r_a} = \sqrt{\frac{3(1-\nu^2)}{2(\varepsilon\lambda^2+1)} + \nu^2}\,.$$

Представляет интерес тот факт, что эти линии заканчиваются радиальными касательными, потому что, согласно сказанному выше в отношении производной по φ от уравнения (16. 10), здесь $\frac{dx}{d\varphi} = \infty$. Это обстоятельство дает дополнительное объяснение механизма отказа подачи. Непосредственно за конечной точкой должно начинаться нагнетательное отверстие, чтобы течение могло продолжаться (см. фиг. 399).

Для стороны всасывания внутреннюю границу водяного кольца получим, воспользовавшись уравнением неразрывности только для собственно водяного кольца, т. е. из выражения

$$c(r_g - y) + \omega \frac{r_a + r_x}{2}(r_a - r_x) = \frac{V_w}{b} = \omega \frac{r_a + r_i}{2}(r_a - r_i), \quad (16.\ 19)$$

откуда при $c = \lambda \omega r_a$ найдем, что

$$\frac{r_x}{r_a} = \sqrt{\frac{1 + \nu^2}{2} + 2\lambda(1 - \upsilon)}\,. \quad (16.\ 19a)$$

В данном случае снова определяем υ из уравнения (16. 12a).

Сравнение границы с вычерченной на фиг. 396 штрих-пунктиром окружностью, радиус которой равен r_w, показывает, что граница существенно отличается от окружности, причем на стороне всасывания все отклонения располагаются снаружи.

в) Наклонное расположение зеркала воды. Число лопаток. Из-за ускоряющего воздействия, оказываемого лопатками на воду, возникает наклон зеркала воды в отдельных ячейках между лопатками, вследствие чего зеркало воды не совпадает с направлением касательной, как это должно было бы иметь место согласно закону неразрывности потока и расчетам, приведенным в предшествующем разделе. Это наклонное положение не должно выходить в серповидную полость, потому что в противном случае может возникнуть смешивание воздуха с водой; этим и обусловливается минимум числа лопаток на рабочем колесе.

На частицы воды, находящиеся на свободной поверхности, воздействуют такие ускорения:

в радиальном направлении: центробежное ускорение

$$b_r = r_x \omega^2,$$

и относительное ускорение

$$b_w = -\frac{d^2 r_x}{dt^2} = -\frac{d^2 r_x}{d\varphi^2}\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 = -\frac{d^2 r_x}{d\varphi^2}\,\omega^2,$$

а в направлении по окружности — ускорение Кориолиса

$$b_u = 2\frac{dr_x}{dt}\,\omega = 2\frac{dr_x}{d\varphi}\frac{d\varphi}{dt}\,\omega = 2\frac{dr_x}{d\varphi}\,\omega^2.$$

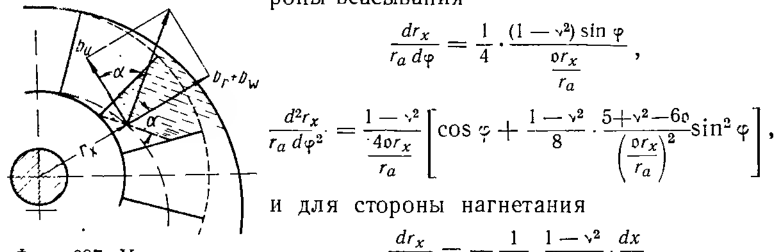
Следовательно, равнодействующее ускорение имеет по отношению к окружности (фиг. 397) наклон, определяемый выражением

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{b_r + b_w}{b_u} = \frac{r_x - \frac{d^2 r_x}{d\varphi^2}}{2 \frac{d r_x}{d\varphi}}. \qquad (16.20)$$

Угол α не зависит от числа оборотов, потому что в уравнение (16. 20) не входит ω.

При расчетах лучше всего подставлять вместо r_x безразмерную величину, определяемую для стороны нагнетания по формуле (16. 18а), а для стороны всасывания по формуле (16. 19а); сказанное справедливо также в отношении производных.

При $\lambda = 1$ эти производные в безразмерном виде равны для стороны всасывания



Фиг. 397. Ускорение и поверхность воды.

$$\frac{d r_x}{r_a\, d\varphi} = \frac{1}{4} \cdot \frac{(1-\nu^2)\sin\varphi}{\frac{\varrho r_x}{r_a}},$$

$$\frac{d^2 r_x}{r_a\, d\varphi^2} = \frac{1-\nu^2}{\frac{4\varrho r_x}{r_a}} \left[\cos\varphi + \frac{1-\nu^2}{8} \cdot \frac{5+\nu^2-6\varrho}{\left(\frac{\varrho r_x}{r_a}\right)^2} \sin^2\varphi\right],$$

и для стороны нагнетания

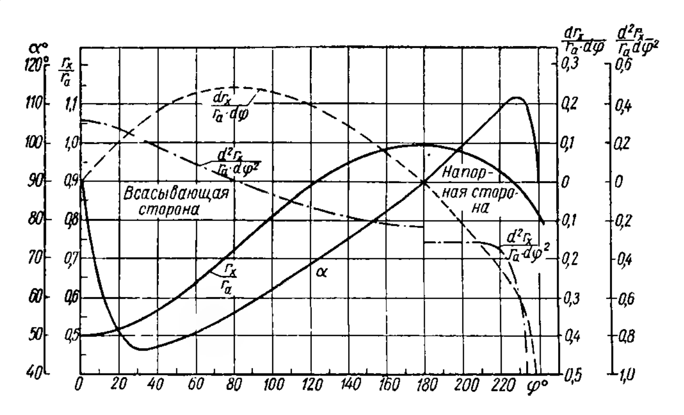
$$\frac{d r_x}{r_a\, d\varphi} = -\frac{1}{2x^2}\; \frac{1-\nu^2}{\frac{r_x}{r_a}} \cdot \frac{dx}{d\varphi}.$$

Приведенную здесь вторую производную лучше всего находить графически.

Характер изменения рассматриваемых здесь величин показывают кривые на диаграмме фиг. 398.

Так как трение должно отсутствовать, то единственными силами, удерживающими давления жидкости в равновесии, являются массовые силы. Следовательно, зеркало воды располагается перпендикулярно к равнодействующему ускорению и является одновременно углом наклона зеркала воды по отношению к радиусу (см. фиг. 397). Расчет проведем для точки ограничивающей кривой, для которой зеркало воды определяет объем ячейки, что легко можно установить с помощью проб, если предварительно выявить характер изменения α в зависимости от φ, согласно уравнению (16. 20) и произвести построение так, как показано на фиг. 398. Рассчитанный наклон справедлив, однако, лишь для зеркала воды, но не для траектории, поскольку имеются ускорения в направлении последней. Напротив того, траектория предопределяется уравнением неразрывности потока, как это и было показано в предшествующем разделе б. Различие между обоими этими направлениями предопределяет скачкообразное изменение положения зеркала воды при переходе от одной ячейки к другой (фиг. 399). Необходимо отметить, что различие между наклонами траектории и зеркала воды сохраняется и при бесконечно большом

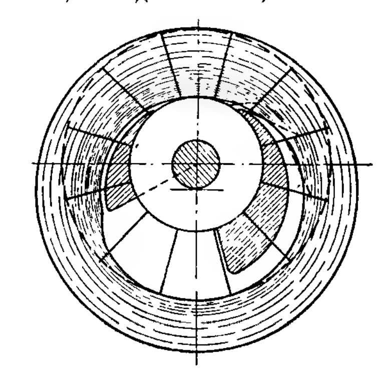
числе лопаток, поскольку в уравнение (16. 20) число лопаток не входит. Если различие между наклонами траектории и зеркалом воды получится очень значительным, то полость, заполненная воздухом,



Фиг. 398. Изменение наклона зеркала воды d по отношению к радиусу при $\nu = 1/2$, $\varepsilon = 2$. Добавлены линии $\frac{r_x}{r_a}$ и т. д.

может начать сообщаться с наружной серповидной полостью; наименьшее число лопаток и определяется, исходя из того, чтобы не возникло сообщения между этими полостями.

На фиг. 399 вычерчены положения зеркала воды в отдельных ячейках, определенные расчетом на основе кривых для α и φ, причем поверхности зеркала приняты плоскими. Кривые для α и φ показывают, что наибольший наклон зеркала воды на стороне всасывания имеет место в точке, лежащей примерно на 30° после верхней мертвой точки, а на стороне нагнетания — незадолго до достижения максимального давления. Однако в этих точках глубина погружения лопаток в водяное кольцо настолько велика, что нет никакой опасности нарушения затвора, создаваемого водяным кольцом. Возникновение такой опасности более вероятно в тех местах, где глубина погружения лопаток незначительна, т. е. вблизи нижней мертвой точки; поэтому само собой понятно, что для повышения надежности работы насоса рекомен-



Фиг. 399. Положение поверхности воды в отдельных межлопаточных ячейках и определение границ напорной щели при $\nu = 1/2$, $\varepsilon = 2$.

дуется предусматривать в нижней мертвой точке дополнительную глубину погружения a (фиг. 401), если не хотят выполнять колесо с большим запасом по числу лопаток.

г) Форма всасывающего и нагнетательного отверстий. Строго говоря, всасывающее отверстие должно занимать почти всю правую сторону насоса. Что же касается нагнетательного отверстия, то оно должно начинаться точно от угла, необходимого для достижения требуемого отношения давления (фиг. 399).

В обеих зонах как всасывающего, так и нагнетательного отверстий речь идет о потоке одинакового давления. Следовательно, внутренняя граница водяного кольца проходит вдоль нагнетательного отверстия аналогично тому, как это определено для стороны всасывания по уравнению (16. 19). Однако здесь при написании уравнения неразрывности потока необходимо учитывать, что в этой части внешнего плоского клиновидного участка скорость c другая и определяется из уравнения (16. 8). Из уравнения (16. 19) следует, что

$$r_x^2 = \frac{2c}{\omega}\left(r_g - y\right) + r_i^2$$

или в безразмерном виде с учетом (16. 16) и (16. 3)

$$\left(\frac{r_x}{r_a}\right)^2 = 2\left(1 + \frac{1-\nu^2}{4\lambda} - \mathfrak{v}\right)\sqrt{\lambda^2 - \frac{x-1}{\varepsilon}} + \nu^2 \qquad (16.21)$$

или, если на внешней границе происходит замедление, по уравнению (16. 13)

$$\left(\frac{r_x}{r_a}\right)^2 = 2\left(1 + \frac{1-\nu^2}{4\lambda} - \mathfrak{v}\right)\sqrt{\frac{1}{3}\left(\lambda^2 - \frac{1}{\varepsilon_{\min}}\right)} + \nu^2. \qquad (16.21a)$$

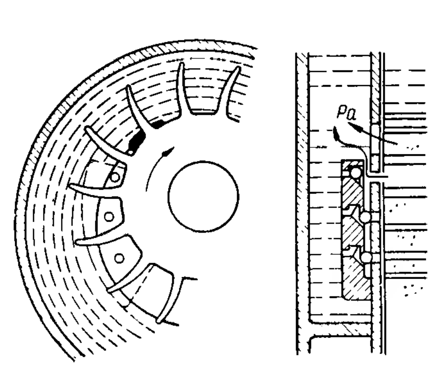
При помощи одного из двух приведенных выше уравнений можно построить внутреннюю границу в зоне нагнетательного отверстия, изменяя $\mathfrak{v}$, т. е. для различных значений угла φ. Внешняя граница нагнетательного отверстия, вследствие наклонного расположения зеркала воды в отдельных ячейках между лопатками, должна располагаться на таком расстоянии, чтобы сохранялась желательная глубина погружения лопаток a (фиг. 401).

Для всасывающего отверстия определяемый по уравнению (16. 19а) характер изменения профиля водяного кольца дает лишь внешнюю границу, так как здесь имеется достаточно места для размещения требуемой площади.

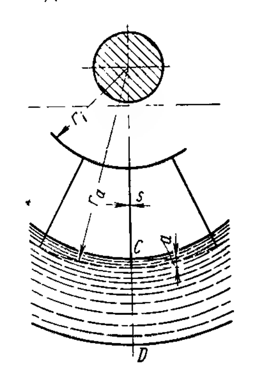
В насосах, изготовляемых заводом Сименс-Шуккерт, изменение начала нагнетания согласовывают с переменным конечным давлением, применяя сферические клапаны, показанные на фиг. 400; следует особенно рекомендовать применение этих клапанов при больших отношениях давлений, т. е. в вакуум-насосах, предназначенных для создания глубокого вакуума.

д) Учет влияния толщины стенок и ширины зазора. В действительных насосах лопатки рабочего колеса имеют конечную толщину s;

кроме того, в точке C (фиг. 401) целесообразно предусматривать глубину погружения a. Если по торцовым плоскостям втулки и z лопаток рабочего колеса нет никаких неплотностей, через которые воздух мог бы возвращаться со стороны нагнетания на сторону всасывания, и вместе с тем нет никакого падения давления в полости



Фиг. 400. Нагнетательное отверстие в виде распределительного диска с автматически действующим шариковыми клапанами.



Фиг. 401. Дополнительная глубина погружения лопаток a.

насоса по сравнению с давлением в точке измерения последнего во всасывающем патрубке, то всасываемый поток газа равен

$$(V_{l1})_{th} = \left[(r_a - a)^2 - r_i^2 - \frac{z}{\pi}(l_1 - a)s\right]\frac{b\omega}{2} \tag{16.22}$$

или в безразмерном виде, обозначив $\frac{a}{r_a} = \alpha$ и пренебрегая α^2 как величиной, которая лишь незначительно отличается от единицы

$$(V_{l1})_{th} = \left[1 - 2\alpha - \nu^2 - \frac{z}{\pi}(1 - \nu - \alpha)\frac{s}{r_a}\right]\frac{br_a^2\omega}{2}. \tag{16.22а}$$

Учитывая неплотности и сопротивления всасыванию, введем объемный к. п. д. η_v; тогда действительно всасываемый объем будет равен

$$V_{l1} = \eta_v (V_{l1})_{th}, \tag{16.22б}$$

причем η_v следует оценивать по опытным данным.

На величину достигаемого давления нагнетания глубина погружения a и конечная толщина лопаток s оказывают незначительное влияние, равно как не имеет почти никакого значения изменение r_i, т. е. ν (см. фиг. 394). При расчете необходимо подставлять в уравнения фактический радиус r_a.

Влияние глубины погружения a или $\alpha = \frac{a}{r_a}$ на давление нагнетания можно исследовать более точно, если при решении уравнения (16. 10), которое остается неизменным, подставлять

$$A = \frac{2 + \frac{1 - \nu^2}{2\lambda} - \alpha - 2\upsilon}{(1 - \alpha)^2 - \nu^2} \qquad (16.23)$$

$$\upsilon = \sqrt{1 + \left(\frac{1 - \nu^2}{4\lambda} - \frac{\alpha}{2}\right)^2 - \left(\frac{1 - \nu^2}{2\lambda} - \alpha\right)\cos(\varphi^\circ - 180)}. \qquad (16.23a)$$

В насосах многих конструкций выдерживают также радиальный зазор x в точке B (фиг. 391). Благодаря этому происходит частичное выравнивание давлений между зоной высокого давления слева и зоной низкого давления справа. Аналогичное влияние оказывает также и конечное расстояние между лопатками. В результате происходит увеличение вспомогательного потока воды, что, по-видимому, оказывает благоприятное действие. Следует отметить, что диаметр корпуса насоса увеличивается на $2x$.

е) Полезная мощность и к. п. д. Полезная мощность насоса, выраженная в *кгм/сек*, исходя из условий изотермического сжатия, равна

$$N_n = P_{\rm I} V_{l{\rm I}} \ln \frac{P_{\rm II}}{P_{\rm I}} = 1000 h_{\rm I} V_{l{\rm I}} \ln \frac{h_{\rm II}}{h_{\rm I}}, \qquad (16.24)$$

где через $P_{\rm II}$, $P_{\rm I}$ (в *кг/м*²) или соответственно $h_{\rm II}$, $h_{\rm I}$ (в *м* вод. ст.) обозначены давления на входе в насос и на выходе из него. Из-за присутствия вспомогательной воды и ее повышенной температуры всасываемый насосом воздух имеет высокое влагосодержание. Степень насыщения воздуха влагой можно принимать равной почти 100%. Следует иметь в виду, что для $P_{\rm I}$ или $h_{\rm I}$ необходимо подставлять парциальные давления воздуха (см. раздел 119), потому что при изотермическом повышении давления водяной пар конденсируется. Это обстоятельство важно при низких давлениях всасывания, т. е. особенно для вакуум-насосов.

ж) Числовой пример. Рассчитать водокольцевой воздушный насос для $V_{l{\rm I}} = 0{,}05$ *м³/сек*, $h_{\rm I} = 4$ *м* вод. ст. и $h_{\rm II} = 12$ *м* вод. ст. (указаны абсолютные давления).

Согласно уравнению (16. 24), мощность на валу, выраженная в лошадиных силах, равна

$$N = \frac{1000}{\eta_s \cdot 75} h_{\rm I} V_{l{\rm I}} \ln \frac{h_{\rm II}}{h_{\rm I}},$$

что при $\eta_{is} = 0{,}3$ дает, после подстановки заданных величин, $N = 9{,}7$ *л. с.*

В дальнейшем мы будем везде принимать $\lambda = 1$.

Наименьшая допустимая окружная скорость рабочего колеса составляет по уравнению (16. 14)

$$r_a\omega = \sqrt{9{,}81\,(3\cdot 12 - 2\cdot 4)} = 16{,}6 \text{ м/сек.}$$

Это числовое значение можно сохранить, потому что в действительности λ несколько превышает единицу, т. е. обеспечивается достаточная надежность работы насоса. Тогда скоростной коэффициент

$$\varepsilon = \frac{(r_a\omega)^2}{2gh_I} = \frac{16{,}6^2}{2g4} = 3{,}50 = \varepsilon_{min}.$$

В отношении размеров рабочего колеса будем считать заданным: $\nu = 0{,}5$; $z = 12$; $\frac{s}{r_a} = 0{,}06$. Следует учесть также глубину погружения лопаток a, соответствующую $\alpha = 0{,}02$ (так как незначительным влиянием, оказываемым этой глубиной погружения на давление нагнетания, можно пренебречь). Принимая еще $\eta_v = 0{,}7$, получим из уравнений (16. 22а) и (16. 22б), т. е. из выражения

$$0{,}05 = \eta_v (V_{l1})_{th} =$$

$$= 0{,}7\left[1 - 0{,}04 - 0{,}5^2 - \frac{l^2}{\pi}(1 - 0{,}5 - 0{,}02)\,0{,}06\right]\frac{br_a^2\omega}{2},$$

после подстановки найденного выше значения $r_a\omega = 16{,}6$ найдем, что

$$br_a = \frac{2\cdot 0{,}05}{0{,}7\cdot 0{,}60\cdot 16{,}6} = 0{,}01435 \text{ м}^3.$$

Принимаем $n = 1450$ об/мин, т. е. $r_a = \frac{16{,}6\cdot 30}{1450\pi} = 0{,}109$ м;

тогда

$$b = \frac{0{,}01435}{0{,}109} = 0{,}1316 \text{м} = 131{,}6 \text{ мм.}$$

Кроме того, известно

$$r_i = 0{,}5\cdot 109 = 54{,}5 \text{ мм};\quad a = 0{,}02\cdot 109 = 2{,}2 \text{ мм};$$

$$s = 0{,}06\cdot 109 = 6{,}5 \text{ мм.}$$

Так как на диаграмме фиг. 394 рабочая точка лежит на предельной кривой BC, то по известным значениям $x = \frac{h_{II}}{h_I} = 3$ или $\varepsilon_{min} = 3{,}5$ находим, что угол, при котором должно начинаться нагнетание, т. е. должно начинаться нагнетательное отверстие, равен $\varphi = 267°$.

Внешняя граница всасывающего отверстия определяется по уравнению (16. 19а) и соответственно внешняя граница нагнетательного отверстия по уравнению (16. 21а). Нагнетательное отверстие с профилем, определенным расчетным путем, следует начинать на некотором расстоянии от расчетной границы, чтобы предотвратить выход вспомогательной воды в нагнетательный трубопровод.

Дополнительное замечание. Если принять $\lambda \neq 1$, как это имеет место, например, у загнутых вперед лопаток, то методика расчета не изменится, за исключением определения угла φ, при котором должно начинаться нагнетание; угол φ приходится определять косвенным путем с помощью величины A_{min} по уравнению (16. 15). В этом случае не учитывается наличие глубины погружения a. Однако влияние a можно учесть с помощью уравнений (16. 23) и (16. 23а).

II. Случай подачи воды

В водяном насосе процесс всасывания остается таким же, как и у воздушного насоса, но процесс нагнетания изменяется. На стороне нагнетания, т. е. в левой половине серповидной полости насоса (см. фиг. 391), вода, очевидно, должна ускоряться вследствие своей несжимаемости, а потому ее давление должно понизиться. Лишь после того как установится сообщение с нагнетательным отверстием, можно достичь повышения давления, так как при выпуске воды возможно замедление потока в серповидной полости. Следовательно, в случае нагнетания насосом воды целесообразно, чтобы нагнетательное отверстие начиналось вблизи середины корпуса насоса, хотя это и оказывает неблагоприятное влияние на самовсасывающую способность насоса. Кроме того, вода должна выходить через нагнетательное отверстие в условиях, когда этому препятствуют центробежные силы. Вследствие этого возникает турбинное воздействие, что означает обратную отдачу работы колесу; давление нагнетания уменьшается при этом на величину избыточного давления за рабочим колесом.

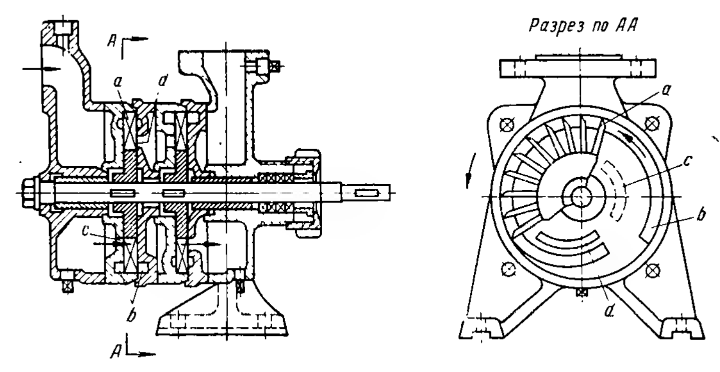
В тех немногих случаях, когда насосы с эксцентрическим ротором и водяным кольцом используются для нагнетания жидкости (насосы для охлаждающих систем), фирма Сименс-Шуккерт предусматривает в этих насосах соединительный канал между точкой C (фиг. 391) и нагнетательным отверстием вблизи втулки рабочего колеса. Через этот канал поток направляется в выпускное (нагнетательное) отверстие, обходя рабочее колесо и, следовательно, не происходит снижения давления в нем; в случае же прорыва воздуха канал осушается, что обеспечивает надежный переход к нагнетанию воздуха.

Однако в принципе нормальные насосы с эксцентрическим водяным кольцом плохо приспособлены для нагнетания воды. В этом отношении гораздо лучше работают самовсасывающие вихревые насосы (насосы с боковым подводом воды), рассматриваемые в следующем разделе.

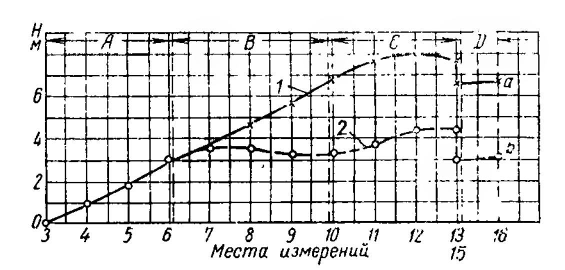
В. Вихревые насосы

Вихревые насосы [467], [468], [469], [470] были в основном разработаны фирмой Симен и Хинш (Гольштейн) и были известны под названием насосы «Сихи». У этих насосов также применено звездообразное рабочее колесо, которое создает вращающееся водяное кольцо для регулирования отсасывания. На фиг. 402 слева показана двухступенчатая конструкция. Рабочее колесо a расположено кон-

центрически в корпусе и вращается по возможности с малым зазором по обеим сторонам стенок колеса. На уровне окружности колеса вырезан открытый канал *b* на одной или на обеих стенках корпуса, этот боковой канал начинается над всасывающим отверстием *c* и заканчивается над нагнетательным отверстием *d*, следовательно прерывается в одном месте. Его можно проложить по всей его длине концентрически к оси колеса (в противоположность фиг. 402 справа); тогда средняя часть его имеет постоянное сечение, которое постепенно



Фиг. 402. Двухступенчатый вихревой насос Сихи.



Фиг. 403. Кривая давления в боковом канале вдоль развернутой длины канала:

1 — сплошная линия — открытый боковой канал; 2 — пунктирная линия — закрытый боковой канал; *A* — подвод жидкости; *C* — отвод жидкости; *B* — направляющие каналы; *D* — диффузор и напорные каналы.

переходит по концам к всасывающему и нагнетательному отверстиям. (См. также фиг. 404, *a*.)

В случае подачи воздуха в колесе образуется водяное кольцо, для которого имеется увеличенное сечение в зоне бокового канала. Следовательно, здесь его внутренний край по условиям неразрывности должен удалится от втулки колеса, благодаря чему образуется про-

межуточное пространство около втулки, которое затем распространяется от всасывающего отверстия по направлению вращения почти по всей окружности вплоть до нагнетательного отверстия. Вследствие этого эксцентрицитета внутреннего края водяного кольца, очевидно возникает такой же процесс подачи, как и в случае ранее рассмотренного водокольцевого насоса. Разница состоит в том, что эксцентрическое положение внутреннего края, необходимое для процесса подачи, создается не соответствующим направлением поверхности корпуса, а боковыми вырезами в корпусе, который в остальном остается концентрическим. Эти вырезы представляют не что иное, как другую форму конструкции серповидного пространства ранее рассмотренного водокольцевого насоса.

Боковое расположение этого серповидного пространства оказывает однако значительное влияние на рабочий процесс. Благодаря этой форме усиливается неоднократно упоминаемый объем импульсов между колесом и направляющим каналом, так что давление вдоль бокового канала быстро возрастает, несмотря на постоянное сечение и при подаче воды достигается высота напора в 5—15 раз выше, чем это можно получить у лопастного насоса с той же окружной скоростью. Риттер измерил давление в боковых направляющих каналах и получил кривую давления в зависимости от развернутой длины канала, которая изображена на фиг. 403. Отрезок A соответствует участку канала, расположенному над всасывающей прорезью; отрезок B — собственно направляющему канала; отрезок C — участку канала, расположенному над выходной прорезью; отрезок D — участку в выходном канале. Давление повышается пропорционально длине бокового канала. Если направляющий канал перекрывается на длине B, то увеличение давления почти полностью исчезает над перекрытой частью, как это можно видеть по контурной линии, а затем вновь устанавливается. Это благоприятное свойство относится только к подаче воды. При сжатии воздуха вода в отдельных ячейках рабочего колеса всегда находится под давлением воздуха. По этой причине вихревые насосы с боковыми каналами почти исключительно используются для подачи воды с самовсасыванием и нет смысла дальше изучать его свойство как компрессора после того, как основная характеристика его была дана в последнем разделе.

а) **Теория вихревых насосов для подачи воды.** В межлопаточной ячейке течение следует приблизительно закону постоянной угловой скорости каждой частицы; в боковом канале, наоборот, приблизительно закону площадей. Вследствие различного распределения давления в рабочем колесе и канале возникает сильное циркуляционное течение подобно тому, как изображено на фиг. 404, *а*. На это циркуляционное течение накладывается второе, вызванное давлением лопаток на воду, т. е. перепадом давления на передней и задней стороне лопаток; оно показано на той же фигуре *б* в виде развертки цилиндрического сечения. Его воздействие хотя и менее значительно, чем описанного выше циркуляционного течения, но его следует учитывать, потому что оно действует ускоряюще на всей радиальной

ширине бокового канала. Возникшее циркуляционное течение между рабочим колесом и боковым каналом непрерывно передает свою избыточную энергию жидкости в боковом канале в результате перемешивания (эта избыточная энергия обусловлена повышенной скоростью по направлению окружности в рабочем колесе по сравнению со скоростью в боковом канале, определяемой расходом воды). Вследствие этого процесса перемешивания и происходит передача всей полезной энергии. Поэтому производительность этого насоса обусловлена обменом импульсов[1] аналогично случаю струйного насоса (инжектора), но с той разницей, что там имеют место большие разности скоростей перемешиваемых течений, следовательно большие потери на перемешивание.

Только при прохождении рабочего колеса между всасывающим отверстием и начальной частью бокового канала имеет место передача работы под действием центробежных сил и эта работа отнимается от потока при подходе к нагнетательному отверстию при центростремительном движении жидкости; соответствующие потери снижаются благодаря изгибу конца бокового канала, как показано на фиг. 403, согласно германскому патенту 413435 фирмы Симен и Хинш. Она полностью устранена у конструкции, описанной в подразделе «в».

Фиг. 404. Круговые вторичные течения между рабочим колесом и боковым каналом:

а — вследствие действия центробежных сил; *б* — вследствие перепада давлений на лопатках.

Во всяком случае было бы недопустимо рассматривать процесс как в последнем разделе, т. е. будто бы повышение давления возможно благодаря кинетической энергии, сообщаемой течению в боковом канале. Скорей всего передача энергии происходит по всей длине бокового канала в результате перемешивания двух потоков, т. е. в условиях применения закона количества движения. При его применении мы будем считать, что боковой канал расположен концентрически относительно оси вращения и имеет постоянное сечение. Тогда будем иметь течение, симметричное относительно оси, если только циркуляционное течение также обладает осевой симметрией. Мы должны исходить из этого последнего предположения (не рассматривая начальный и выходной участки), хотя давление возрастает в боковом канале по направлению течения, потому что закрытые со всех сторон межлопаточные ячейки воспринимают в любой момент давление бокового канала, т. е. одновременно характеризуются повышением давления по направлению вращения. Интенсивность окружного течения зависит только от сопротивлений на пути циркуляции, кото-

[1] Название «вихревые насосы» объясняется тем, что в этих насосах обмен импульсов происходит за счет переноса вихрей (фиг. 404), а не путем турбулентного перемешивания. *Прим. ред.*

рые одинаковы на всей окружности. В этом отношении существует аналогия с током короткозамкнутого ротора асинхронного мотора. Если взять за контрольные поверхности, кроме стенок бокового канала, два соседних сечения, между которыми среднее расстояние равно dl, и принимая во внимание, что скорость подачи c_v в боковом канале в начале и конце контрольной поверхности одинакова вследствие осевой симметрии, т. е. соответствующие импульсы в окружном направлении уравновешиваются, то остаются эффективными импульсами только выходящие и входящие через боковые стенки импульсы циркуляционного потока рассматриваемых водяных частиц; но последние благодаря осевой симметрии могут вызывать только повышение давления, но не увеличение скорости.

Напишем закон количества движения при предположении о прямолинейности канала, тогда получим условие равновесия по направлению канала

$$pf + K_1 = (p + dp) f + K_2 + R \tag{16.25}$$

или

$$f \cdot dp = K_1 - K_2 - R;$$

здесь K_1 и K_2 — окружные компоненты силы входящего и выходящего импульсов;

R — сила трения о стенки канала, которой можно предварительно пренебречь;

f — сечение бокового канала;

p — давление;

dp — приращение давления на длине канала dl.

Если обратный поток на единицу длины канала обозначить a (в $м^3/сек$), а среднюю составляющую скорости по направлению окружности c_{au} при переходе его рабочего колеса к боковому каналу, то получим

$$K_1 = \frac{\gamma}{g} a\, dl c_{au}, \tag{16. 26}$$

и так как обратный поток при возвращении в рабочее колесо приобретает собственную скорость c_v основного потока

$$K_2 = \frac{\gamma}{g} a\, dl c_v.$$

Тогда написанное выше условие равновесия дает

$$dp = \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{a}{f} (c_{au} - c_v)\, dl. \tag{16. 27}$$

Следовательно давление в боковом канале изменяется линейно от длины канала, что полностью подтверждается измерениями.

Общее повышение давления на длине канала l составляет

$$\Delta p = \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{al}{f} (c_{au} - c_v),$$

а высота напора (H):

$$(H) = \frac{\Delta p}{\gamma} = \frac{al}{gf} (c_{au} - c_v). \quad (16.28)$$

При этом H поставлено в скобках потому, что еще не рассмотрено трение о стенки в боковом канале, учитывая питание и вытекание жидкости из него. Высоту напора (H) следует называть «индикаторной» высотой напора. Скорость c_v должна представлять среднее значение по сечению бокового канала, и тогда она будет зависеть от расхода, согласно равенству

$$V = fc_v. \quad (16.29)$$

Вследствие добавления обратного потока $al = A$ не создается дополнительной нагрузки сечения, потому что входит и выходит одинаковый циркулирующий поток.

Если расход изменяется, а следовательно и скорость c, то циркуляционный (вихревой) поток остается практически неизменным, так как он зависит только от сопротивления (следовательно, от формы рабочих лопаток и бокового канала), а не от давления в боковом канале. При этом не учитывается, что ударная составляющая изменяется при обратном входе этого потока в рабочее колесо, а именно на $u - c_v$. Это упрощение кажется вполне допустимым, так как участок пути в боковом канале до полного образования замкнутого циркуляционного потока сокращается со снижением скорости и одновременно уменьшается разница давлений в боковом канале на большом или малом радиусе, которая противодействует рассматриваемому течению (см. фиг. 404, a). Обратный поток, следовательно величины a и c_{au} представляют поэтому такие значения, которые присущи определенному насосу с определенным числом оборотов, так как и для водокольцевых насосов применим закон подобия, то эти величины можно сделать безразмерными в виде a/uD и c_{au}/u или a/nD^2 или c_{au}/nD. Эти значения применимы тогда для одного и того же типа насосов, независимо от числа оборотов и масштаба выполнения. Если в уравнении (16. 28) ввести значение c_v из уравнения (16. 29), то при $al = A$ получим

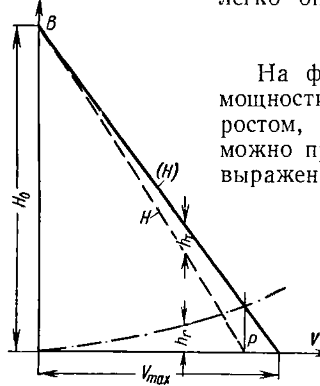
$$(H) = \frac{A}{gf}\left(c_{au} - \frac{V}{f}\right). \quad (16.30)$$

Таким образом напорная характеристика вихревого насоса представляет собой прямую. Это полностью подтверждается опытами, (см. фиг. 406, 407) если еще учесть, что необходимо вычесть потери на трение h_r в боковом канале (включая потери в соединительных каналах с всасывающим и нагнетательным патрубками), которые растут по параболическому закону с изменением расхода (фиг. 405). На основании прямолинейной напорной характеристики (H) по расходу можно однозначно определить величины $a = A$ и c для любого насоса.

Обозначая оба отрезка координат прямой (H) буквами H_0 и V_{max}, получим

$$c_{au} = \frac{V_{max}}{f}; \quad A = \frac{H_0 g f}{c_{au}} = g f^2 \frac{H_0}{V_{max}}. \qquad (16.31)$$

Как и следовало ожидать при этом c_{au} приближенно равняется окружной скорости u рабочего колеса, отнесенной к радиусу r_s (см. фиг. 411) и меньше ее только на величину, которая соответствует влиянию конечного числа лопаток рабочего колеса. Теперь можно легко определить полезную мощность



Фиг. 405. Влияние потерь на трение иа напорную характеристику вихревого насоса.

$$N_n = \gamma V H. \qquad (16.32)$$

На фиг. 409 наверху дана кривая полезной мощности, которая характеризуется начальным ростом, а затем дальнейшим снижением. Если можно пренебречь трением в канале, то, согласно выражению (16. 30), получили бы

$$(N_n) = \gamma V(H) = \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{A}{f}\left(c_{au} - \frac{V}{f}\right) V. \qquad (16.33)$$

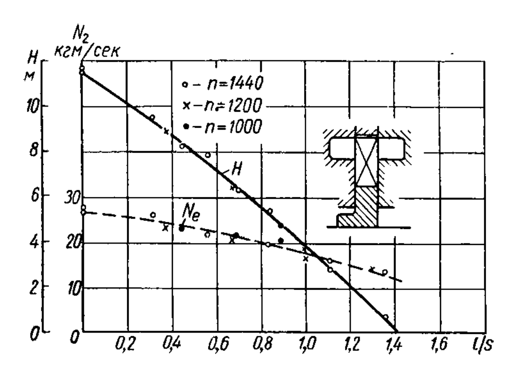
Эта зависимость изображается параболой с вертикальной осью (фиг. 408). Максимальная полезная мощность достигается, следовательно, при $V = 0{,}5 V_{max}$ или при $c_v = 0{,}5 c_{au}$.

Работа колеса состоит только в создании обратного потока $A = al$, который возвращается с окружной скоростью c_v обратно в рабочее колесо и ускоряется вновь до скорости c_{au}. При сравнении этого процесса с работой нормального лопастного насоса можно видеть, что обмен (обратные потоки) по периферии колеса представляют здесь единственный источник работы, в то время как у нормальных насосов он представляет дополнительные потери. Мощность, необходимая для создания этого обменного процесса, составляет

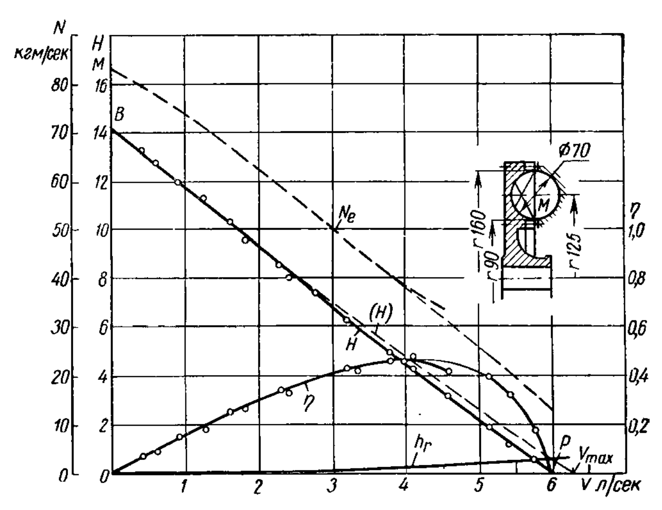
$$N_a = \frac{\gamma}{2g} A \left(c_{au}^2 - c_v^2\right) = \frac{\gamma}{2g} A \left(c_{au}^2 - \frac{V^2}{f^2}\right). \qquad (16.34)$$

Эта зависимость представляет собой параболу с главной осью по оси ординат (см. фиг. 408).

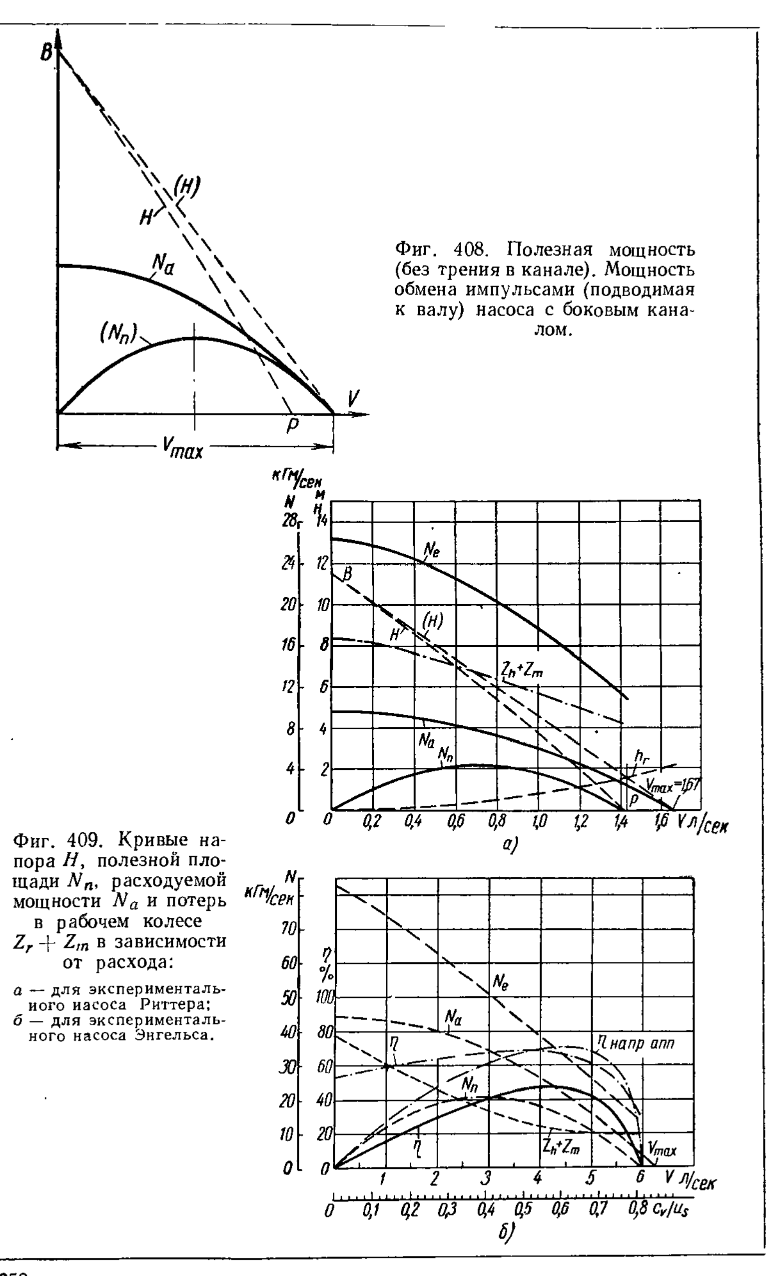
Для определения мощности на валу N_e следует добавить гидравлические потери в рабочем колесе (входной удар основного потока и обратного потока и, в особенности трение и потерю в зазоре), которые мы обозначим Z_h и наконец механические потери Z_m. Эти аналитически неопределяемые потери $Z_h + Z_m$ снижаются с увеличением расхода V. Это легко объясняется тем, что потери на удар и в особенности потери в зазоре становятся меньше (первые пропорционально $(u - c_v)$, вторые — $\sqrt{H}$). Потери в зазоре очень



Фиг. 406. Характеристика одноступенчатого вихревого иасоса с двухсторонними боковыми каналами (по экспериментальным данным Риттера, приведеииым к 1200 об/мин. Отношение радиусов направляющего канала такое же, как на фиг. 402).



Фиг. 407. Характеристики одноступенчатого насоса с одностороиним боковым каналом при 240 об/мин с непосредственным присоединеиием всасывающих и нагнетательных патрубков к боковому каналу.



Фиг. 408. Полезная мощность (без трения в канале). Мощность обмена импульсами (подводимая к валу) насоса с боковым каналом.

Фиг. 409. Кривые напора H, полезной площади N_n, расходуемой мощности N_a и потерь в рабочем колесе $Z_r + Z_m$ в зависимости от расхода:

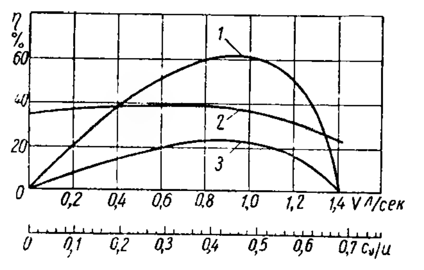
а — для экспериментального насоса Риттера;
б — для экспериментального насоса Энгельса.

значительны, потому что места максимального и минимального давлений отделены друг от друга только узким сектором, который создается разрывом бокового канала.

На фиг. 409, *а* отражены результаты опытов Риттера, а на фиг. 409, *б* — результаты опытов Энгельса, обработанные с помощью равенства

$$Z_h + Z_m = N_e - N_a,$$

причем были использованы измеренные значения мощности на валу N_e (фиг. 406 и 407) и была вычислена кривая мощности N_a по уравнению (16. 34); как видно, при этом потери h_r в боковом канале у опытного насоса Риттера должны быть приняты значительно выше (относительно напора H), чем у насоса Энгельса, так как в первом случае имелся радиально направленный внутрь переход к нагнетательному отверстию, который очень увеличивает потери. Необходимые значения c_{au} и A получаются из уравнения (16. 31) на основании экспериментально измеренной напорной характеристики BP. На фиг. 410 или 409, *б* показаны вычисленные кривые к. п. д. рабочего колеса



Фиг. 410. Кривые к. п. д. насоса Риттера:

1 — к. п. д. направляющего аппарата; 2 — к. п. д. рабочего колеса; 3 — к. п. д. насоса.

$$\eta_{p.k} = \frac{N_a}{N_0} = \frac{N_e - Z_h - Z_m}{N_0}, \qquad (16.35)$$

который учитывает упомянутые выше потери в рабочем колесе $Z_h + Z_m$. Незначительное изменение этого коэффициента $\eta_{p.к}$ с ростом V (несмотря на одновременное снижение потерь в рабочем колесе и снижение мощности на валу) объясняется одинаковым характером изменений N_a и N_e. На фиг. 409 показана также кривая мощности N_h согласно уравнению (17. 33). Разница между кривыми N_h и N_a в основном происходит от потерь на перемешивание между основным потоком V и обратным потоком A (которые могут быть определены также по закону неупругого удара); кроме того, эта разница обусловлена трением в боковом канале. Для характеристики этих потерь мы применили величину «коэффициента полезного действия направляющего аппарата»

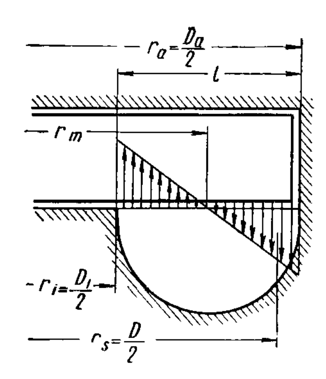
$$\eta_{напр.\ апп} = \frac{N_n}{N_a} = \frac{\gamma V H}{\frac{\gamma}{2g} A \left[c_{au}^2 - \left(\frac{v}{f}\right)^2\right]}. \qquad (16.35a)$$

С помощью уравнеиия (16. 30) можно также написать

$$\eta_{напр.\ апп} = \frac{2V}{c_{au} f + V} \cdot \frac{H}{(H)} = \frac{2}{\frac{c_{au}}{c_v} + 1} \cdot \frac{H}{(H)}. \qquad (16.36)$$

Первая дробь на правой стороне этого выражения характеризует потери на перемешивание, а вторая дробь — потери энергии давления в боковом канале. Первый множитель увеличивается с ростом расхода V и достигает значения 1 при $V = (V_{max}) = c_{au}f$, т. е. $c_{au} = c_v$; второй множитель изменяется в обратном направлении; он равняется 1 при нулевом расходе и уже в точке P (фиг. 405) равняется нулю. Их произведение, т. е. коэффициент полезного действия направляющего аппарата, изображено на фиг. 410 или 409, б.

Если принять отношение скоростей $c_{au} : c_v$ соответствующим точке оптимального общего к. п. д. (см. ниже), т. е. равным 0,85 : 0,5 = 1,7, то первая дробь будет равняться 0,74. Следовательно, можно видеть, что потери на смешивание при общем к. п. д. порядка 0,26 составляют только малую часть общих потерь и основные потери происходят в рабочем колесе. Между обоими частичными к. п. д. и общим к. п. д. существует, очевидно соотношение



Фиг. 411. Определение эффективного радиуса выхода r_s рабочего колеса.

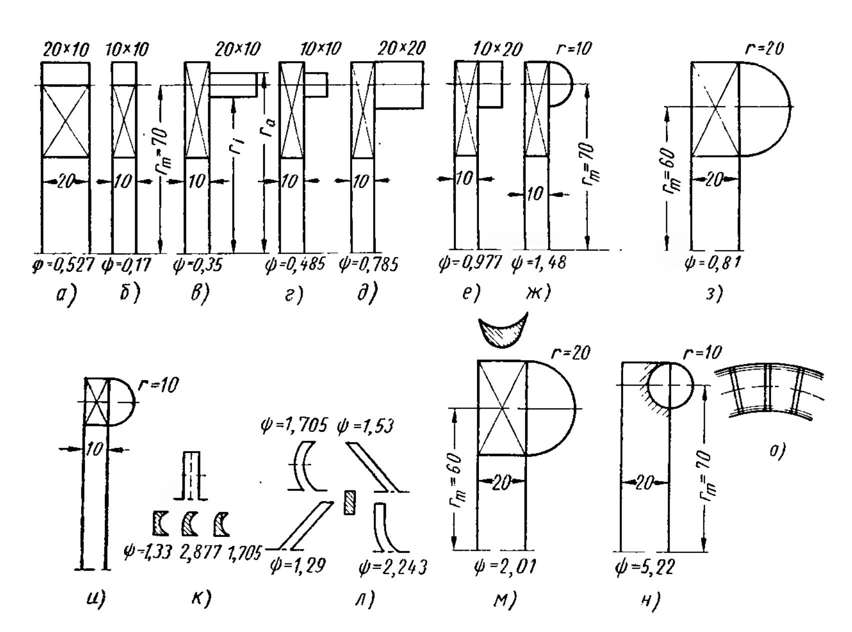
$$\eta = \eta_{р.\,к} \cdot \eta_{напр.\,апп}\,.$$

б) Данные для проектирования. Ввиду того что циркулирующий вихревой поток преимущественно происходит в соответствии с фиг. 404, *а* за эффективный радиус на выходе рабочего колеса целесообразно принять среднее расстояние r_s от оси этого потока при переходе в боковой канал. Он определяется, как это наглядно видно на фиг. 411; тем самым мы получаем эффективную окружную скорость на выходе колеса $u = r_s\omega$. Разница по сравнению со значениями, отнесенными к середине бокового канала, приобретает особое значение при большом отношении радиусов $\frac{r_a}{r_i}$ бокового канала, как например, на фиг. 407. Исходя из обозначений на фиг. 411, имеем

$$r_s = r_m + \frac{1}{3}(r_a \quad r_i).$$

На фиг. 410 и 409, *б* по абсциссе, кроме расхода, нанесены соответствующие значения $\frac{c_v}{u} = \frac{V}{f}$, причем u соответствует ранее определенному значению. Можно видеть, что в обоих случаях оптимальный общий к. п. д. приблизительно получается при $c_v/u = \frac{1}{2}$. Этот результат, как правило, всегда подтверждается. Вследствие этого в основу расчета кладется соответствующая рабочая точка. Значение c_{au}/u, которое не зависит от расхода, можно принять равным 0,85, если выходной угол лопатки равен 90°. Разница по

отношению к единице обусловлена конечным числом лопаток. Коэффициент давления $\psi = 2gH/u^2$ определяется по схеме на фиг. 412 при высоте напора в точке приблизительно оптимального значения к. п. д., т. е., согласно опытам Шмидхена, при $c_v/u = 0{,}5$; результаты показаны на упомянутой фигуре. Необходимо принять во внимание, что при нулевой подаче получились бы во много раз большие значе-

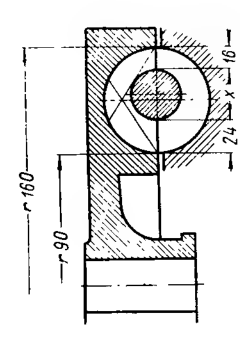


Фиг. 412. Различное построение боковых каналов и рабочих лопаток с соответствующими значениями коэффициента напора ψ при $c/u = 0{,}5$.

ния, чем указано. Как правило, повышение давления в боковом канале возрастает с увеличением радиального размера этого канала (относительно диаметра рабочего колеса); оно снижается с увеличением осевого размера бокового канала примерно выше половины его радиального размера. Расположение кольцевых каналов по окружности колеса (см. случай a и b) дает сильное ухудшение, как и следовало ожидать. Особенно выгодны хорошо закругленные сечения (полукруглые) бокового канала, потому что они лучше соответствуют замкнутому вихревому циркуляционному течению. Выгоден также профиль лопатки, который обозначен буквой k на фиг. 412, так как этот профиль благоприятствует безударному входу обратного потока. Следует учесть, что у опытного насоса Шмидхена всасывающий и нагнетательный патрубки были непосредственно прикреплены к началу и концу бокового канала аналогично насосу «Вестко», о котором сообщается в следующем подразделе. Благодаря этому

отпадают значительные сопротивления, обусловленные центростремительным выходом через рабочее колесо, но необходимо также отказаться от самовсасывания. Боковой канал был расположен только на одной стороне рабочего колеса.

Лучшие результаты были получены при расположении аналогично фиг. 407 с полукруглым сечением бокового канала и каналов рабочего колеса, когда очевидно существенно снижались сопротивления для циркуляционного потока. При этом Шмидхен получил к. п. д. 34%, в то время как Энгельс на таком же, но большего размера, насосе (см. фиг. 407) получил $\psi = 6{,}5$ и $\eta = 46\%$; следовательно это расположение очень благоприятно. Не следует однако упускать из вида, что у подобного закрытого рабочего колеса возникает значительное осевое давление, действующее эксцентрически и следовательно, связанное с большим дополнительным изгибающим моментом вала. Поэтому в таких случаях полезно применять двухстороннее всасывание.



Фиг. 413. Рабочее колесо с вращающимся кольцевым стержнем конструкции Энгельса.

Представляется целесообразной идея улучшить циркуляционный вихревой поток применением торообразного стержня x, вращающегося с колесом, согласно фиг. 413; опыты, проведенные Энгельсом, не дали однако положительного результата; наблюдалось улучшение к. п. д. примерно на 3% и снижение высоты напора почти на 20% вследствие значительного ослабления циркуляционного течения; уменьшался также расход соответственно сужению сечения бокового канала.

Шмидхен определил, что оптимальная осевая ширина колеса равняется половине радиального размера бокового канала. Если по обеим сторонам рабочего колеса расположены боковые каналы, то соответственно удваивается ширина колеса и улучшается работа насоса. Что касается числа лопаток, то оптимальные условия были получены при шаге на среднем радиусе, равном радиальному размеру бокового канала. Как уже упоминалось, к. п. д. улучшался, когда лопатки были загнуты или заострены в направлении безударного входа для вторичного потока, показанного на фиг. 404, a, или же лопатки устанавливались по окружности, загнутыми вперед, т. е. с $\beta_2 > 90°$. Лопатки следует по возможности делать тонкими со стороныб окового канала. Чем тоньше лопатки, тем выше можно выбрать число лопаток.

Большое значение имеют узкие зазоры. Приведенный выше эмпирический коэффициент $\frac{c_v}{u}$ применим к узким, технически выполнимым зазорам.

По значению коэффициента давления ψ можно сделать необходимую оценку циркулирующего вихревого потока A, согласно уравнению (16. 28).

$$(H) = \frac{Au}{gf}\left(\frac{c_{au}}{u} - \frac{c_v}{u}\right), \qquad (16.37)$$

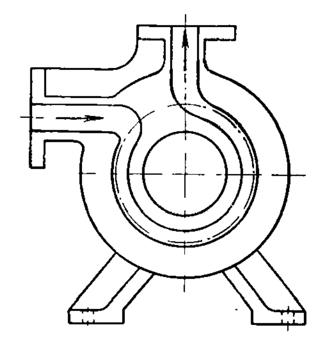
следовательно, для выбранной нормальной точки при $c_v/u = 0{,}5$ и $c_{au}/u = 0{,}85$

$$(\psi) \equiv \frac{2g\,(H)}{u^2} = \frac{2A}{uf}\,0{,}35 = 0{,}7\,\frac{A}{uf}. \qquad (16.38)$$

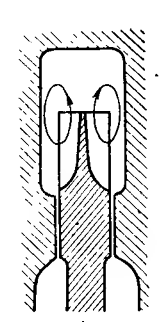
Если выразить этот поток A безразмерно через «интенсивность вихревого потока» $\alpha = \frac{A}{uf}$, то получим

$$\alpha = \frac{1}{0{,}7}(\psi) \approx 1{,}4\psi. \qquad (16.39)$$

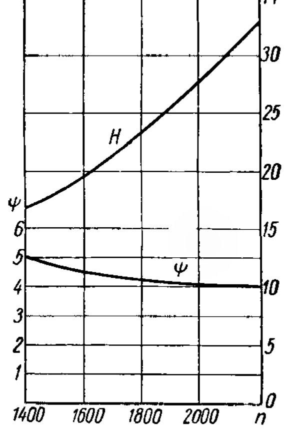
В отличие от ψ безразмерный параметр α не зависит от степени нагрузки насоса. Для конструктора полезно знать



Фиг. 414. Непосредственный переход от бокового канала к всасывающему и нагнетательному патрубку у насоса типа Вестко.



Фиг. 415. Расположение бокового канала у насоса, показанного на фиг. 414.



Фиг. 416. Коэффициент напора при расходе оптимального к. п. д. в зависимости от числа оборотов.

величину $A \equiv \alpha l$, если он хочет устранить входной удар для вихревого потока при его переходе в рабочее колесо путем применения соответствующей формы лопатки.

в) **Насос Вестко.** Непосредственное соединение концов бокового канала с всасывающим и нагнетательным патрубками, как это применил Шмидхен в процессе своих экспериментов, были уже давно использованы в насосе Вестко (фиг. 414 и 415). Хотя это упрощение связано со значительным ухудшением самовсасывания, подобная конструкция широко распространена в Америке и Японии. Рабочее колесо и боковой канал сделаны двухсторонними. Боковые каналы, кроме того, захватывают и торцовую поверхность колеса. Благодаря этому повышается коэффициент давления, который, однако, согласно фиг. 416, несколько уменьшается с ростом числа оборотов. Это свойство можно объяснить, если предположить, что вследствие малой осевой ширины бокового канала силы вязкости в большей мере проявляются по отношению к массовым силам и что, следовательно, повышение давления вызывается, кроме ранее предположенного

обмена импульсов также трением жидкости о жидкость при ламинарном характере потока. В этом направлении были произведены исследования теоретического характера [471] - [474]. Как видно величина коэффициента давления превышает значения, достигаемые в случае бокового расположения канала, согласно фиг. 412, особенно учитывая, что всасывающее отверстие присоединяется на уровне верхней точки окружности колеса.

г) Ход расчета вихревых насосов. Пусть даны значения n, V, H для рабочей точки с оптимальным к. п. д. На основании выбранного расположения можно ориентировочно оценить коэффициент давления в соответствии с экспериментальными данными, приведенными на фиг. 412 и 416, откуда

$$u_a = \sqrt{2g\frac{H}{\varphi}}$$

и наружный диаметр колеса

$$D_a = \frac{60u}{\pi n}.$$

Следовательно, становится известным также сечение бокового канала благодаря равенству

$$f = \frac{V}{c_v} = \frac{V}{\frac{1}{2}u}.$$

Теперь можно начертить сечение бокового канала, поскольку выбрана его общая форма. Ширина колеса выбирается при одностороннем всасывании примерно равной $e/2$ (фиг. 411), а число лопаток $z = \frac{\pi D_m}{e} = \frac{\pi (D_a - e)}{e}$. По значению безразмерного параметра «интенсивности вихревого потока» $\alpha = 1{,}4$ вихревой поток получится равным $A = \alpha u f$. Для получения безударного течения цилиндрическое сечение лопатки в зоне бокового канала загибают вперед под углом β в соответствии $\operatorname{tg}\beta = \frac{c_{1m}}{u_1}$, а в остальной части по направлению к боковому каналу лопатку выполняют по возможности тонкой.

Диаметр D должен быть достаточно большим, чтобы можно было расположить боковой канал и в случае необходимости также входное и выходное отверстия. Если диаметры получаются слишком большие, то следует переходить к многоступенчатой конструкции или повысить число оборотов. В противном случае необходимо число оборотов снизить.

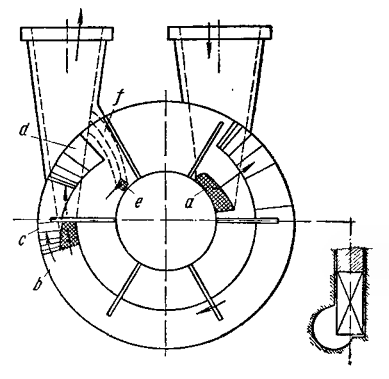
Г. Современные конструкции самовсасывающих вихревых насосов

В настоящем разделе рассматривались только насосы для подачи воды. По причинам, которые были изложены в разделе В, насосы с эксцентрическим расположением ротора относительно корпуса применяются только в ограниченной степени. Но также и при при-

менении боковых каналов в вихревых насосах необходимо устранить турбинное воздействие вследствие центростремительного направления потока в рабочих каналах и присоединить неподвижный канал в месте наибольшего энергосодержания, следовательно, к боковому каналу. Подача воды может тогда производиться, как и при обычном, но только парциально обтекаемом центробежном насосе. На фиг. 417 показана схема современной конструкции фирмы Сименс, которая обладает следующими отличительными признаками.

1. Боковой канал имеет форму, показанную на фиг. 417 справа, причем выход обратного потока происходит по наружному цилиндрическому кожуху подобно тому, как это сделано у насоса Вестко (см. фиг. 415). Благодаря этому достигается очень благоприятный коэффициент давления и к. п. д.

2. Всасывающее отверстие *a*, как правило, лежит в пределах водяного кольца на уровне диаметра втулки, так что входящий поток проходит через рабочее колесо; иногда однако всасывающее отверстие располагают на уровне наружной окружности колеса, причем всасывающие патрубки непосредственно соединяют с боковым каналом.



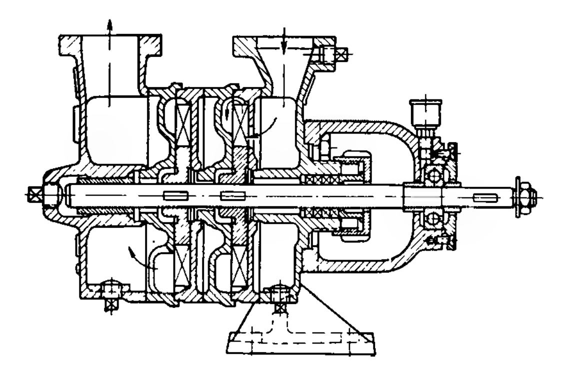
Фиг. 417. Схематическое изображение современной конструкции самовсасывающего водокольцевого насоса с боковым каналом.

3. Выходное отверстие для воды находится на наружной окружности колеса и непосредственно соединено с нагнетательным патрубком.

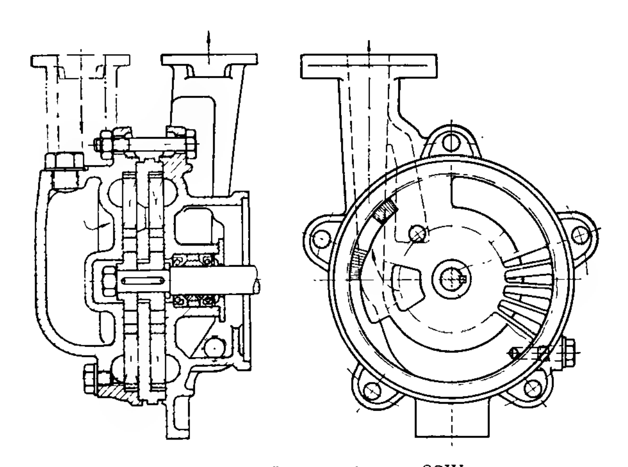
4. Наружная часть *c* бокового канала проходит дальше через отверстие *b* и заканчивается только в точке *d* над выходным отверстием *e* для воздуха. Последнее, следовательно, остается внутри, именно в том месте, где водяное кольцо отжимается к втулке колеса, вследствие вытекания из бокового канала в точке *d*, потому что воздух скапливается внутри под действием центробежных сил. Таким образом, воздух отводится отдельно через трубу *f* к нагнетательному патрубку.

Как можно видеть, в случае обрыва подачи из-за попадания воздуха наружное водяное кольцо продолжает оставаться в насосе и тем самым обеспечивается подача воздуха, поскольку удлиненная часть бокового канала, т. е. часть между *c* и *d* имеет достаточно большое сечение.

На фиг. 418 показана современная конструкция насоса фирмы Симен и Хинш, в основание которой положены те же принципы. На фиг. 419 показана другая новая конструкция насоса фирмы Сименс также с двумя ступенями для подачи воды, но при этом лопатки рабочего колеса образуют острый угол с направлением



Фиг. 418. Двухступеичатый вихревой насос.



Фиг. 419. Двухступенчатый насос фирмы SSW согласно схеме на фиг. 417, но с бандажем (следовательно, без бокового канала, захватывающего часть выходной площади рабочего колеса).

окружности, что сделано по соображениям, изложенным в конце подраздела «б» с целью уменьшения входного удара для обратного вихревого потока. По этой же причине боковой канал не продолжается до торцовой поверхности и, кроме того, лопатки связываются бандажом. Эта конструкция равноценна упомянутым выше по коэффициентам давления и полезного действия.

У многоступенчатых машин всасывание воздуха необходимо только на одной ступени и предусматривается обычно на последней ступени.

Дополнительное замечание. Переход воды во всасывающее и нагнетательное отверстия должен происходить без удара. Соответственно следует выбрать углы впускного и отводного каналов в плоскости потока.

Вследствие неравномерного распределения давления по окружности колеса вал нагружается изгибающим усилием. Оно компенсируется у многоступенчатых насосов соответствующим смещением всасывающих и выпускных отверстий на последующих ступенях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Trautz M., Steyer H. Forschg. Ing. Wes. 1931, Bd. 2, S. 45.
2. Keyes F. G., Smith L. B. Mech. Engng. 1931, vol. 53, p. 132.
3. Mech. Engng. February 1931, vol. 53 p. 127.
4. Hansen H. BWK, 1951, Bd. 3, S. 38. Stierlin H. Escher Wyss Mitt. 1941, S. 34.
5. Willmer H. Thermische Untersuchungen an Kneiselpumpen. Dissert. Techn. Hochschule Braunschweig, 1931.
6. Umpfenbach K. J. Kalorimetrisches Verfahren zur Wirkungsgradbestimmung an Wasserturbinen. Dissert. Techn. Hochschule Berlin 1937.
7. Nusselt W., Forschung, 1940, Bd. 11, S. 250.
8. Schütt. Mitt. d. Hydr. Inst. Techn. Hochschule Munchen, Heft 1 oder Dissertation.
9. Mitt. d. Hydr. Inst. Techn. Hochschule, München, Heft 1.
10. Prandtl L. Fuhrer durch die Strömmungslehre. Verlag Vieweg, Braunschweig 1 u. 2. Aufl. 1942 bzw. 1944, S. 153.
11. Prandtl L., Tiotjens P. Hydro- und Aerodynamik. 1931, Bd. 2, S. 180 ff. Berlin. Springer.
12. Pollmann E., Konstruction, 1950. Bd. 2, Heft 12, S. 373.
13. Betz A., Krahn E. Ing. Arch, 1940, Bd. 12. S. 27.
14. Flugel, Ein neues Verfahren der graphischen Integration, angewandt auf Strömungen usf., Dissert. Oldenbourg 1914 oder Z. Turbinenwessen. 1915. Bd. 12, S. 73, Closterhalfen A. ZAMM, 1926, Bd. 6, S. 62.
15. Hele-Shaw. Trans. Instn. naval Archit., 1898, v. 2, p. 1387.
16. Biezeno C. B., Grammel R. Technische Dynamik. Berlin, Springer 1939, S. 192.
17. Z. VDI, 1911, S. 2007.
18. Hohenemser H. Forschung. 1931, Bd. 2, Heft 10, S. 370.
19. Hochschild. Versuche über die Stromungsvorrgange in erweiterten und verengten Kanalen. Forsch.-Arb. Ing. Wes. Heft 114, S. 35.
20. Rouse H., Hassan M. M. Kavitatiosfreie Ein und Auslassdusen. Mechanical Engineering, 1949, vol. 71, p. 213—216.
21. Eckert E., Hahnemann H. u. Ehret L. Z. VDI. 1941, Bd. 85, S. 927/28. Forschung, 1954. Bd. 20. S. 141—171.
22. Gerber H. Experimentelle Methoden zur Ermittlung von Stromungsbildern. Escher Wyss Mitt., 1928, Nr. 6, S. 171 с приложением Ackeret, Geissler, W Machinenbautechnik, 1954, Bd. 3, S. 423.
23. Hutte, Des Ingenieurs Taschenbuch, 27. Aufl., Bd. 1, S. 458.
24. Richter H., Rohrhydraulik. Berlin. Springer 1934.
25. Berg G. F. Das Öl im hydraulischen Betrieb. Die Technik. 1949, Bd. 4, S. 499—504.
26. Richter H. BWK, 1951, Bd. 3, S. 117—120.
27. Böhm. Schweiz. Bauz. 1952. Bd. 70, S. 364; BWK, 1952, Bd. 4, S. 282.
28. Reynolds O. Scient. Pap. Bur. of Stand., vol. 2, p. 5; Phil. Trans. Roy. Soc. (London). 1883, vol. 174, p. 935; 1895, vol. 186, p. 123.
29. Schiller L. Forsch.-Arb. des VDI. 1922, Heft 248.
30. Mache H. Forschung. 1943, Bd. 14, S. 77—81.
31. Forsch.-Arb. Ing. Wes., Heft 131.

32. Kirschmer O. Kritische Betrachtungen zur Frage der Rohrreibung. Z. VDI, 1952, Bd. 94, S. 785—791.
33. Reichardt H. ZAMM, 1951, Bd. 31, S. 208—219.
33a. Hahnemann H. W. Forschung. 1949/50. Bd. 6. S. 113—119.
34. Ergebnise der Aerodyn. Versuchsanstalt Göttingen, 4 Liefg. 1932. S. 18; Forsch.-Arb. Ing. Wes., 1932, Heft 356.
35. Forsch.-Arb. Ing. Wess., 1933, Heft 361.
36. Sorensen E. Forschung, 1937, Bd. 8, S. 25.
37. Schlichting H. Feuerungstechnik. 1940, Bd. 28, S. 225.
38. Schlichting H. Grenzschichttheorie. Karlsruhe. G. Braun, 1951, S. 412.
39. Joung A. D. J. Roy, aeronaut. Soc. 1950, p. 534—540.
40. Speidel L. Forschung, 1954, Bd. 20, S. 129—140.
41. Herning F. BWK, 1952, Bd. 4, S. 411/12. Z. VDI, 1940, Bd. 84, S. 760; Arch. Warmew, 1942, Bd. 23, S. 75.
42. Prandtl L. Z. VDI, 1933, Bd. 77, S. 105—114.
43. Colebrook C. F. Inst. civ Engrs. Lond., 1938/39, vol. 11, p. 133—156
44. Wiederhold W. Gas u. Wasserfach. 1949, Bd. 90 Nr. 24. S. 634 ff.
45. Z. VDI. 1950, Bd. 92, S. 237 ff.
46. Schiller L. ZAMM. 1923 oder Z. VDI. 1923 Bd. 64, S. 623. Nikuradse. Forsch.-Arb. Ing-Wes, Heft 281, S. 289, 306.
47. Schiller L. Forschung, 1943, Bd. 14, S. 85.
48. Forsch.- Arb. Ing.-Wes. Heft 289, S. 19.
49. Forsch.-Arb. Ing. Wes. Heft 282 und Heft 289.
50. Polzin J. Ing.-Arb., 1940, Bd. 11, S. 361.
51. Andres, Forsch.-Arb. Ing.-Wes. Heft 76.
52. Kröner. Forsch.-Arb. Ing.-Wes. 1931. Heft 257.
53. Peters, Ing.-Arch., 1931. Bd. 2, S. 92.
54. Aircraft Engng. 1938, v. 10, No 115, p. 267—275.
55. Heinrich G., Uber das Auftreten von Sprungstellen bei Flüssigkeitsstromungen in Rohren.
56. Prufen und Messen, Vortrage auf der vom VDI am 1 und 2. Dezember 1936 veranstalteten Tagung in Berlin. VDI — Verlag 1937, Bericht von G. Ruppel, S. 19.
57. VDI. Durchfluss Messregeln DIN. 1952, Ausgabe 1943.
58. Isaachsen, Ziviling. 1896, S. 353 und Z. VDI 1911, S. 215.
59. Cordier, Stromungsuntersuchungen an einem Robrkrümmer. Dissert. Munchen, 1919 oder Z. ges. Turbinenw. 1914, S. 129.
60. Jaeger Ch., Technische Hydraulik.
61. Birkhauser, Basel, 1949, S. 425 ff.
62. Leys I. A., Iron and Steel. 1949, vol. 22, p. 39—43.
63. Leys I. A., Iron and Steel, 1949, v. 22, p. 85—89.
64. Zimmermann E. Arch. Warmew. 1938, Bd. 19, S. 265.
65. Z. VDI, 1940, Bd. 84, p. 330.
66. Arch. Warmew. 1941, Bd. 22, S. 239.
67. Kröber G., Schaufelgitter zur Umlenkung usw. Dissert. Techn. Hochschule Hannover, 1932.
68. Frey. Forschung, 1934, Bd. 5, S. 105.
69. Wille R., Haase D. Allg. Wärmetechnik. 1953, Bd. 4, Heft 1.
70. Prandtl L., Fuhrer durch die Strömungslehre. 1944, S. 152.
71. Flugel., Werft. Reed, Hafen. 1829, S. 336.
72. Nippert H., Forsch.-Arb. Ing.-Wes. 1929, Heft 320.
73. Spintig, Z. VDI. 1933., Bd. 77, S. 143.
74. Schrader H., Messungen an Leitschaufeln von Kreiselpumpen. Dissert. Technische Hochschule Braunschweig. 1939, Abb. 66, bis 71.
75. Heim R., Mitt. Hydr. Inst. Technische Hochschule. Munchen. 1929, № 3.
76. Pfleiderer C., Untersuchungen auf dem Gebiete der Kreiselradmaschinen. Mitt. Forschungsarb. VDI. 1927. Heft 295, S. 84 ff oder 2. Aufl. der «Kreiselpumpen», S. 42 ff.
77. Wien-Harms. Handbuch der Experimentalphysik. Bd. IY, 2. Teil, S. 316.
78. Keller C., Modellversuche an Dampfturbinen-Elementen. Escher Wyss Mitt. 1937. Bd. 10, S. 3—9.

79. Schlichting H., Feuerungstechn. 1940, Bd. 28, № 10.
80. Engineering, 1946, v. 152, p. 188.
81. Geiger-Scheel, Handbuch der Physik. Berlin. Springer 1927. Bd. YII S. 295.
82. Busemann A., Gasdynamik im Handbuch der Experimentalphysik, Akad. Verlagsges. Leipzig 1931. Bd. IV, I. Teil, S. 407—410.
83. Prandtl L., Führer durch die Strömungslehre, Braunschweig. Vieweg u. Sohn. 1944, S. 264.
84. Hantzsche W., Wendt H. ZAMM, 1942, Bd. 22, S. 72—86.
85. Hantzsche W. ZAMM, 1943, Bd. 23, S. 185—199.
86. Krahn E. in «Albert Betz. Zum 60. Geburtstag», S. 69; MPG Dokumentationsstelle Gottingen. S. 50/102—150.
87. Sauer R., Einführung in die theoretische Gasdynamik. Berlin. Springer 1951.
88. Geiger-Scheel. Handbuch der Physik. Bd. YII, S. 336. Abb. 59.
89. Zobel Th. Luftwissen. 1944. Bd. 11, S. 64—69, insbes. Abb. 10.
90. Melkus H., Uber den abgelösten Verdichtungastoss. Diss. Braunschweig. 1949.
91. Motley A. W., Aircfaft Engng. 1949, v. 21, No 239, p. 320.
92. Egli A., J. Appl. Mech., Juni 1937. Vol. 4 A, pp. 63—67.
93. Becker E., Z. VDI. 1907, Bd. 61, S. 1133.
94. Forsch.-Arb. Ing.-Wes. 1907, Heft 48.
95. Bodart, Congres inter. de Mec. gen. Liege. 1930, vol. 3, No. 48, Paris, Dunod, 1931.
96. Trutnowsky K., Berührungsfreie Dichtungen. Berlin. VDI-Verlag. 1943.
97. Prandtl L., Strömungslehre. Braunschweig. Verlag Vieweg u. Sohn. 1944, S. 118.
98. Hutarew G., Arch. Warmew. u. Dampfkesselwesen. 1942, Bd. 23, S. 157.
99. Hartmann W., Forschung. 1942, Bd. 13, S. 165.
100. Grunagel. Forsch. 1938, Bd. 9, S. 187.
101. Trutnowsky K., Konstruction. 1954. Bd. 6, S. 386—392.
102. Keller C., Escher Wyss Mitt. 1934, Bd. 7, S. 11.
103. Hütte, 27 Aufl., Bd. 1, S. 480.
104. Escher Wyss Mitt. 1935. Bd. 8, S. 160.
105. Kobes, Studien über den Druck auf den Spurzapfen der Reaktionsturbinen und Kreiselpumpen. Leipzig-Wien, 1906.
106. Stodola A., Dampf- und Gasturbinen. 5 u. 6. Aufl. S. 155 Berlin, Springen 1922.
107. Kearton W. I., Keh T. H. Leakage of Air through Labyrinth glance usw. Proceedings A. Inst. Mech. Eng. 1952. Vol. 166, pp. 180—195.
108. Gräger Fr. Jahrbuch 1953 der braunschw. wissensch. Ges.
109. Betz A, в книге Geiger-Scheel. Handbuch der Physik, Bd. YII, S. 273—276.
110. Weinig F., Jahrbuch der deutschen Luftfahrtforschung. 1940, Bd. II, S. 281.
111. Gräger Fr. См. 108.
112. Cordes G., Berechnung von Axiallüftern für Flügzeugtriebwerke, Jb. der deutschen Luftfahrtforschung. 1943, II D.
113. Meldahl. Uber die Endverluste der Turbinensachaufeln, Brown Boveri Mitt. 1941, Bd. 28, S. 356.
114. Howell A. R., Proc. Inst. mech. Engs. London, 1945, vol. 153, p. 451.
115. Prandtl L., Strömungslehre, 2 Aufl. S. 323. Brauschweig, Vieweg 1944.
116. Föttinger H. ZAMM. 1937. Bd. 17, S. 357 oder Jb. schiffbautechn. Ges. 1938, Bd. 39, S. 240.
117. ZAMM. 1935, Bd. 15, S. 191.
118. Pantell K., Versuche über Scheibenreibung. Forschung. 1949/50, Bd. 16, S. 97—108.
119. BWK. 1950, Bd. 2, S. 24.
120. BWK. 1953, Bd. 3.
121. DIN. 1331.

122. Eck-Kearton. Turbogeblase und Turbokompressoren. Berlin, Springer 1929, S. 76.
123. Spannhake., ZAMM. 1925, Bd. 5, S. 481.
124. Mitt. Hydr. Inst. Techn. Hochschule. Karlsruhe. 1930. Bd. 1, S. 10 ff.
125. ZAMM, 1929. Bd. 9, S. 466.
126. Kucharski, 1) Stromungen einer reibungsfreien Flüssigkeit, Munchen und Berlin, 1918; 2) Strömungen im rotierenden Kanal. Z. ges. Turbinenwes. 1917, S. 201.
127. Brown Boveri Mitt. April 1919 bis Juni 1920.
128. Null, Untersuchungen am umlaufenden Kreiselpumpenrade. Techn. Hochschule Braunschweig. 1935. Abb. 20.
129. Oertli, Dissertation. Zurich. 1923.
130. Stodola A., Damfp- und Gasturbinen, Nachtrag zur 5. Aufl. oder 6. Aufl. Berlin 1923. S. 23.
131. Fischer, Mitt. Hydr. Inst., Techn. Hochschule. Munchen, 1931, Bd. 4.
132. Grünagel, VDI-Forsch. — 1940. Heft 405.
133. Dtsch. Wasserkraft. 1937. Bd. 8, S. 149.
134. Stiess W., Mitt. Inst. f. Stromungsmasch. Techn. Hochschule Karlsruhe. 1933. Bd. 3.
135. Gauger E. M., Theoretische und praktische Untersuchung der Kármánschen Schiltzschaufelkreiselräder, Diss. Breslau, 1934.
136. Numachi. Forschung. 1942. Bd. 13, S. 218.
137. Z. VDI. 1941. Bd. 85, S. 547.
138. Korbacher, Strömungs und Druckverhältnisse hinter einem Turbinenleitrad mit geraden und verwundenen Schaufeln. Forschungsbericht Nr. 1816 der deutschen Luftfahrtforschung.
139. Eckert, Korbacher, Ausmessung der Strömung in einer einstufigen Druckluft-Moldellturbine, Forschungsbericht, Nr. 2155.
140. Ruden P., Untersuchungen über einstufige Axialgebläse, Luftf. Forschg. 1937. Bd. 14, S. 325 und 458.
141. Scholz, Forsch. Arb. VDI. Heft 442.
142. Busemann, ZAMM, 1928. Bd. 5.
143. Spannhake W., Mitt. d. Inst. f. Strömungsmasch. Techn. Hochschule Karlsruhe. 1930. Bd. 1.
144. Betz A., Flugge-Lotz J. Ing. Arch. 1938, Bd. 9, S. 486.
145. Weinig F., Die Strömung um die Schaufeln von Turbomaschinen. Leipzig. Joh. Ambr. Barth, 1935.
146. Schlighting H., VDI. Forschungsheft 447.
147. ZAMM, 1928, Bd. 8, S. 372.
148. Schulz W. VDI Forsch. Heft 307.
149. Schröder E., Das Förderverhältnis einer radialen Kreiselpumpe. Techn. Hochschule Braunschweig. 1933.
150. Taijire Kasai., On the exit Velocity and slip coefficient usw. Memoirs of the Fac. of Engineering., Kyushu Imp. Univ. Fukuoka Japan, 1936. p. 69.
151. Hansen O., Untersuchungen über den Einfluss des endlichen Shcaufelabstandes an radialen Kreiselrödern. Techn. Hochschule. Braunschweig, 1936, S. 66.
152. Gräger Fr., Jb., d. branuschw. wiss. Gess., 1953.
153. Kretschmer. Jb., d. braunschw. wiss. Ges. 1953.
154. Kluge F., Forschung, 1940, Bd. 11, S. 228—237. Abb. 12.
155. Krisam F., Z. VDI, 1952, Bd. 94, Nr. 11/12.
156. Rutschi K., Schweizer Bauz. 1937, Bd. 209, S. 63.
157. Stepanoff A. I., Proc. Inst. mech. Engrs. London, 1951, vol. 73, No 5, p. 508.
158. Escher Wyss Mitt. 1941, Bd. 14. S. 116.
159. Keller, Schweizer Bauz. 1937. Bd. 110, S. 203.
160. Staufer F. Z., VDI, 1925. Bd. 69. S. 417.
161. Mühlemann A., Schweiz. Bauztg. 1948. Bd. 66, S. 331.
162. Hutton S. P., Proc. Inst. mech. Engrs. London, 1954, vol. 168, No 28.
163. Dorer, Trans. ASME, 1946, vol. 68, Nr. 8 p. 844.
164. Trans. ASME. 1951. vol. 73, Nr. 5. p. 499/500.
165. BWK, 1951. Bd. 3, S. 57.

166. E c k e r t B., Berieht 171 der Lilienthal Ges. Tagung in Heidenheim, Okt. 1943.
167. A i n l e y D. G., Proc. Inst. mech. Engrs. London, 1948. vol. 159, p. 325.
168. K r i s a m F., Z. VDI, 1953. Bd. 95, Nr. 11/12.
169. G u t s c h e F., Der Kennwerteinfluss beim Modellversuch. Z. VDI, 1933. Bd. 77, S. 1255.
170. H o l b a J. J., Spannungsprobleme beim Entwurf von Zentrifugalpumpen. Maschinenbau u. Wärmewirtschaft. 1948. Bd. 3, S. 35—40.
171. R u t s c h i K., Schweiz. Arch. 1951, Bd. 17, Heft 2, S. 37.
172. Power. March 1935, p. 139.
173. T h o m a, Die Kavitation bei Wasserturbinen. Hydraulische Probleme. Föttinger. Kavitation und Korrosion. Hydraulische Probleme, S. 14 ff.
174. K n a p p R. T., Cavitation mechanics usw. Proc. Inst. mech. Engrs. (A), 1952. Vol. 166, p. 150—163.
175. Escher Wyss Mitt. 1930, S. 33.
176. H a h n W. Z., VDI, 1931. Bd. 75, S. 1283. E. W. C. Mitt. 1933, S. 80.
177. S c h w a r z M. V., Z. Metallkde. 1941, Bd. 33.
178. V a t e r M., Korrosion u. Metallsch. 1944. Bd. 20, H. 6, S. 171.
179. B r a n d e n b e r g e r E., de Haller P. Schweiz. Arch. 1944. Bd 10, S. 331.
180. Engineering 1932, p. 366. Schweiz. Bauz. 1954. Bd. 72, S. 389.
181. H a g m a y e r E., Dissertation T.·N. Braunschweig, 1932.
182. U c h i m a r u S., Fakulty J. Engng. Tokio imp. Univ. September 1925, vol. XVI, No. 6.
183. Y e n d o M., Reports Yokohama Technol. College, 1930. Juni, № 1.
184. W e i n i g F., ZAMM, 1933, Bd. 13, S. 224.
185. P ö t t e r H., Uber den Einfluss der Ausbildung des Kopfes von Schaufelprofilen usw. Diss. Aachen 1927.
186. Ing. Arch. 1933. Bd. 4, S. 521—544.
187. M u e l l e r H., Z. VDI, 1935. Bd. 79, Nr. 39.
188. Z. VDI, 1948. Bd. 90, S. 324.
189. P e n n i n g t o n R., Proc. (B). 1952. Vol. B 1, No 4, p. 124—156.
190. H u t a r e w G., Arch Wärmew. 1943. Bd. 24, S. 123.
191. A n d e r s o n H., Proc. Inst. mech. Engrs. 1947. Vol. 157, p. 87. Выдержки в Z. VDI, 1948. Bd. 90, S. 324.
192. Z. VDI, 1942. Bd. 86, S. 555.
193. F r a s e r W. H., Trans. ASME. 1953. Vol,. 75, p. 643—653.
194. M c C o n a g h y J. W., Trans. ASME. 1952. Vol. 74, p. 87.
195. Германский патент 443163.
196. Z. VDI, 1938. S. 398.
197. M i y a g i O., Technol. Rep. Tohoku Univ. 1930. vol. 9, No. 2, p. 290.
198. W a l c h n e r O., Profilmessungen bei Kavitation, Hydraulische Probleme des Schiffsantriebs.
199. D z i a l l a s R., Z. VDI. 1945. Bd. 89, S. 44.
200. S h i m o y a m a Y., Experiments on rows usw.; Mem. Fac. Engng. Kyushu Imp. Univ. 1938., vol. XIII, No 4, p. 319—332.
201. S a a l f e l d Kl., Diss. T. H. Braunschweig, 1954.
202. Escher Wyss Mitt. 1940. S. 83—90.
203. G u t s c h e F., Schiffbau. 1939. Bd. 40, S. 196. Auszug Z. VDI, 1939. Bd. 83, S. 1149.
204. Z. VDI. 1942. Bd. 86, S. 412.
205. P f l e i d e r e r C., Z. VDI, 1950. Bd. 92, S. 129—133.
206. Betz A. Z. VDI, 1950. Bd. 92, S. 201.
207. P f l e i d e r e r C., Z. VDI, 1950. Bd. 92, S. 406/7.
208. Trans ASME, 1953. Vol. 75, p. 808.
209. L a m l a E., Jb. dtsch. Luftfahrtforsch. 1939, Bd. 1, S. 165; 1940, Bd. 1. S. 26.
210. BBC — Mitteilungen, 1952, Nr. 5/6, S. 165.
211. N e u m a n n, Die Zentrifugalpumpen. Berlin, 1912.
212. Q u a n t z, Kreiselpumpen, Berlin Springer.
213. P a n t e l l K, Konstruktion. 1949. Bd. 1, Heft 3. S. 79.
214. Dissertation, Techn. Hochschule Braunschweig, 1934.

215. G r ä g e r F r., Radial auswarts beaufschlagte Pumpenschaufeln kleiner radialer Erstreckung. Jahrbuch 1953 der Brauschw. wissensch. Gesellschaft, S. 69—84.
216. K r e t s c h m e r R., Breitenverhaltnis und Querschnittsform von radial beaufschlagten Schaufelrädern usw, Braunschw. wissensch. Gesellschaft. S. 85—102.
217. T h e u n i s s e n Th. W., De l'influence du nombre d'aubes etc. Congres intern. de Mechanique Generale, Liège, 1930. vol. II, p. 203 ff. Paris. Dunod, 1931.
218. H e i m Th., BWK, 1953. Bd. 5, S. 124.
219. P e t e r m a n n H., Uuteruchungen am Zentripetalrad. Dissert. Tech. Hochschule Braunschweig. Auzug Forschung. 1951. Bd. 17, S. 51—59.
220. BBC. Mitteilungen. 1927. H. 6, S. 136.
221. S c h m i d t O., Arch. Wärmew. 1936. Bd. 17, S. 37.
222. M i s e s, Theorie der Wasserräder. Leipzig, 1908, S. 28 ff u. 108.
223. L o r e n z, Neue Theorie und Berechnung der Kreiselräder, 1911. 2 Aufl, Munchen. R. Oldenbourg.
224. B a u e r s f e l d, Z. VDI, 1912, S. 2045.
225. F e r n e r W., Spannhake. Forschung. 1937, Bd. 8, S. 33.
226. L a w a c z e c k F., Turbinen und Pumpen. Berlin Springer 1932. S. 69 ff.
227. Германский патент 335154. Класса 88a.
228. M i t t. d. Inst. f. Strömungsmasch. Techn. Hochschule Karlsruhe. Heft 4. Untersuchungen von K. Hahn und E. Walter an einer Flugelradturbine.
229. H i m m e l s k a m p H., Profiluntersuchungen an einem umlaufenden Schaufelgitter, Diss. Gottingen, 1945.
230. M u h l e m a n n E., Experimentelle Untersuchungen an einer axialen Geblösestufe (Mitt. Inst. Aerodyn. Zurich, 1946, Nr. 12).
231. F r i e d r i c h R., Vergleich verschiedener Bauarten von Axialverdichtern. Dissert. Techn. Hochschule. Hannover, 1949.
232. Trans. ASME. 1951. Vol. 7, p. 14.
233. H o w e l l A. R., u. Bohnam R. P. Proc. Inst. mech. Engrs. London, 1950. Vol. 163, p. 233—248.
234. H a u s e n b l a s H., Konstruktion. 1952. Bd. 4, S. 173—179.
235. M a r c i n o w s k i, Einfluss des Laufradspaltes, MTZ, 1953. Bd. 14, S. 259—262.
236. W e i n i g F., Die Strömung um die Schaufeln von Turbomaschinen, Leipzig. J. A. Barth, 1935, S. 100.
237. Jb. dtsch. Luftfahrtforsch. 1941, S. 158.
238. S c h l i c h t i n g H., VDI Forschungsheft 447.
239. G r ä g e r Fr., Kretschmer. Die Untersuchungen. Jb. Braunschweig wiss. Ges. 1953. Bd. 5, S. 69 ff und 85 ff.
240. V o i t h J. M., Voith Werbeschrift, Nr. 1165. Das Versuchswesen der Maschinenfabrik. S. 24.
241. N u m a c h i, Forschung. 1942. Bd. 13, S. 218.
242. J. aeronaut. Soc. 1946. vol. 50. Nr. 432. p. 911.
243. NAGA Rep. 1933, Nr. 460; 1934, No 492; 1945, No. 824. Washington.
244. E c k B., Techn. Strömungslehre. 3 Aufl. Berlin I. Springer 1949.
245. R u d e n P., Untersuchungen über einstufige Axialgeblase. Luftfahrt. Forsch. 1937. Bd. 14, S. 325 u. 458.
246. E c k e r t B., Neuere Erfahrungen an Uberdruck Axialgeblasen. Z. VDI. 1944. Bd. 88, S. 516—520.
247. S ö s e n s e n E. Z. VDI, 1939. Bd. 83, S. 925—931.
248. K o h l e r M., Druckpunkt und Druckpunktwanderung, Ringbuch der Luftfahrttechnik IA 15.
249. W e i n i g F., Die Zugbeanspruchung der Kühlgebläceflügel von Kraftfahrzeugen durch die Fleihkraft. ATZ 1940, Heft 21.
250. S c h i l h a n s l M., Z. VDI, 1940. Bd. 84, S. 805.
251. Z. VDI. 1938. Bd. 82, S. 1464.
252. M a t t h i e u P., Festigkeitsberechnung des rotierenden Propellerblattes. Schweiz. Arch. 1943. Bd. 9, S. 325.
253. P f l e i d e r e r C., Stromungsmaschinen. Berlin. Springer 1952. S. 2429.
254. Trans. ASME, 1951. Vol. 73, p. 4.
255. P f l e i d e r e r C., Sonderheft des DCGW. 1948. «100 Jahre Hamburger Wasserwerke». S. 20.

256. Bauersfeld Z., VDI. 1922. S. 461.
257. Gutsche F., Hydromech. Probleme d. Schiffsantriebs, Ges. d. Freunde und Förderer. d. Hamb. Schiffbau-Versuchsanstalt. 1932. S. 185; Jb. Schiffbautechn. Ges. 1936. Bd. 37, S. 281.
258. Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Gòtting., I. Liefg. München u. Berlin 1921; III u. IY. Lieferung der Ergebnisse usw., S. 27 ff.
259. Gutsche F., Mittgl. d. Preuss. Vers. Anstalt f. Wasserbau und Schiffbau. Heft 10.
260. Numachi F., Forschung. 1940. Bd. 11, S. 304.
261. Schmierschalski H. Hydromechanische Probleme des Schiffsantriebs. 1940. Teil. 11, S. 80/81.
261a. Holl H., Forschung. 1932. Bd. 3, S. 109—120.
262. Durand F. W., Aerodynamic Theory. Berlin. Springer 1935. Bd. II.
263. Gutsche F., Jb. schiffbautechn. Ges. 1936. Bd. 37, S. 290.
264. Schilchting H., VDJ — Forschungsheft 447.
265. Keller C., Axialgebläse vom Standpunkt der Tragflügeltheorie. Zürich 1934. Gebr. Lehmann.
266. Yoshinori Shimoyama, Experiments on rows of aerofoils for retarded flow; Mem. Fac. Engng. Kyushu. 1938. Vol. YIII.
267. Muray H, Theory on the mutual interference of blade elements in a cascade. The science rep. of the research inst. Tohoku University, 1954, series B, vol. 4, p. 1—10.
268. Diss. T. H. Braunschweig. 1954.
269. Numachi F., Research Inst, Tohoku Univ. Japan. Rep. No. 39, 40.
270. Daily, James W., Cavitation charakteristics usw. Amer. Soc. Mech. Eng. Hydraulic Division. July 1948. Paper No. 48 — SA — 30.
271. Hutton S. P., Proc. Inst. mech. Eng., London, 1950. Vol. 163, p. 81—97.
272. Weise A., Uberschallaxialverdichter in Lilienthal Ges., Bericht 171, Tagung in Heidenheim. Okt. 1943, S. 92.
273. Proc. Inst. mech. Engrs. London, 1945. Vol. 153, p. 448.
274. Eckert B., Jb. dtsch. Luftfahrtforsch. 1938, Bd. II, S. 234—246.
275. Escher Wyss-Mitt. 1941. Bd. 14, S. 18.
276. Lalive J., Schweiz. Bauztg. Bd. 108, Nr. 19.
277. Yendo M., Exp. Res. on Turbine Pumps. Rep. Yokohama, Techn. Coll June 1930, No. 1.
278. Bader, Z. VDI. 1924, S. 1147.
279. BBC-Mitt. 1952, Nr. 5/6, S. 167.
280. Pfau. Die Leitschaufel in ihrer Beziehung zu den Kennwerten usw. Jb. dtsch. Luftfahrtforsch. 1940, Bd. II, S. 275.
281. Fischer A., Kunstharzpreβstoff bei Speisepumpen. Arch. Wärmew. 1941. Bb. 22, S. 223.
282. Rütschi K., Bericht — ZVDI. 1936. Bd. 80, S. 793—94.
283. Германскнй патент 323630. Kl. 59 b, Gr. 1.
284. Pfleiderer C., Mitt. Forschungsarb. VDI. 1927. Heft 295, S. 77 ff.
285. Kucharski, Strömungen einer reibungsfreien Flüssigkeit. München u. Berlin 1918. S. 141 ff.
286. Escher Wyss Mitt. 1939. S. 38.
287. Lawaczeck F., Turbinen und Pumpen., Berlin 1932. S. 132.
288. Германскнй патент 520958.
289. Power, February 1937., p. 64.
290. Krisam F., Z. VDI. 1952. Bd. 94, Nr. 11/12.
291. Kranz H., Stromung duch Spiralgehause von Wasserturbinen und Kreiselpumpen. Dissert. Techn. Hochschule Hannover, 1934: VDI — Forschungsheft. Bd. 370.
292. Broer Fr., Stromung im Pumpenspiralgehause. Dissert. Techn. Hochschule Hannover. 1939.
293. Valdenazzi L. G., Il Calcolo della Spirale dei Turbokompressori, ATA. März, 1950. p. 13—16.
294. Pfleiderer C., Strömungsmaschinen. Springer 1952, S. 249.
295. Schulz W., Forsch. Arb. Ing. Wes. Heft 307, S. 6.
296. Stodola, Die Dampfturbine, 5. oder 6. Aufl. S. 1048.
297. Rütschi K., Uber die Gestaltung stabiler Drosselkurven bei Kreiselpumpen. Schweiz. Arch. angew. Wiss. u. Techn. 1941. Bd. 7, Heft 8. см. 74,

298. Rutschi K., Schweiz. Archiv angew. Wiss. Techn. 1941, Bd. 7, S. 214.
299. Forsch, Arb. Ing. Wes. Heft 295, S. 89.
300. Harbert, Beitrag zur Theorie der Zentriffugalpumpen. Dissert. München, 1913, Z. ges. Turbinewes. 1913, S. 481.
301. Konstruktion, 1949, Bd. 1, S. 350.
302. Pfleiderer C., VDI, Vorausbestimmungen der Kennlinien schnelläufiger Kreisselpumpen. Berlin. VDI. — Verlag 1938.
303. Garve A., Zur Steilheit der Kennlinien von Axialverdichtern, MAN-Forschungsheft. 1953.
304. Wisliceenus G. F., Fluid Mechanics of Turbomachinery. New-York-London. Mc. Grow-Hill Book Comp. Inc. 1947.
305. Pollman E., Versuche an 5 Axialgebläse-Laufrädern usw. Techn. Hochschule Braunschweig, 1952.
306. Falk R., Z. VDI. 1933. Bd. 77, S. 898.
307. Hollfelder E., Z. VDI. 1932. Bld. 76, S. 513.
308. Tettamenti E., Mitt. berg. — u. hüttenmänn. Abt. Königl. ungar. Hochschule Berg — und Forstwes. zu Sopron. 1930. Deutscher Sonderdruck.
309. VDI. Verdichter-Regeln.
310. Haller, P., Bédoué A. Techn Rundschau. Sulzer 1951. Nr. 4, S. 18—25.
311. Loewy R., Druckschwankungen in Druckrohrleitungen. Wien. Springer 1928.
312. Schnyder O., Druckstösse in Rohrleitungen Mitt., herausgegeben von der Ges. der L. von Rollschen Eisenwerke A. G., Gerlafingen (Schweiz.). 1943. Bd. 2, Nr. 3/4.
313. Farbitz G., Die Regelung der Kraftmaschinen. Wien. Springer 1940. S. 314 ff.
314. Thoma D., Mitt. Hydr. Inst. der Techn Hochschule, München. Heft 4, S. 102; Heft 7, S. 53.
315. Charles Jaeger, Wasserkr. u. Wasserwirtsch. 1944. Bd. 39, S. 50.
316. Gandenberger W., Gas- u. Wasserfach. 1943. Bd. 86, S. 386.
317. Bachmeteff, Z. ges. Turbinenw. 1911, S. 7.
318. Z. VDI. 1924. Bd. 68, S. 872.
319. Engel. Die Rücklaufdrehzahlen der Kreiselpumpen, Diss. Braunschweig, 1931.
320. Escher Wyss Mitt. 1939, S. 37. Bild 8.
321. Pfleiderer, Weinrich. Der Einfluss der Rohrführung vor und hinter dem Lader auf die Pupmpstösse. Forschungsbericht. Nr. 1935/1 d. dtsch. Luftf. forschg.
322. Weinrich H., Pumpschwingungen in Verdichtern. Diss. Techn. Hochschule Braunschweig, 1949.
323. Dziallas R., Untersuchungen an einer Kreiselpumpe mit labiler Kennlinie. Habilitationsschrift Techn. Hochschule Braunschweig, 1940.
324. Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik. Braunschweig. Vieweg 1929. Bd. 1, 3 Teil.
325. AEG — Mitteilungen, 1938, S. 477; 1932, S. 142.
326. BBC-Nachr. 1932, Bd. 19, S. 44.
327. Schmidt O., Arch. Warrmew. 1936. Bd. 17, S. 37.
328. Borsing-Mitt. 1938. Nr. 5, S. 31.
329. Trans. ASME, 1954, vol. 76, p. 775, 783—790.
330. Rutschi K., Schweiz. Arch. 1941, Bd. 7, Heft 8.
331. Z. VDI. 1951, Bd. 93, S. 861—65.
332. Grun K., Fordertechn. 1932, Bd. 25, S. 75.
333. Meisel B., Fordertechn. 1933, Bd. 26, S. 35.
334. Ippen A. T., The Influence of Viscosity on Centrifugal Pump Performance Trans. ASME. 1946. Vol. 68, No. 8, p. 823.
335. Pantell K., Erdol und Kohle. Nov. 1953, Bd. 6, S. 715—720.
336. Wagenbach, Logarithmische Maβstade im Kreiselmaschinenbau. Wasserkr. u. Wesserwirtsch. 1932. Heft 23/24, S. 265 ff.
337. Rütschi K., Schweiz. Bauztg., 65 Jahrgang. 1947. Nr. 4.
338. Deischa A, Schweiz. Bauztg. 51. Jahgang. 1933, S. 108.
339. Hutarew G, Wasserkr. u. Wasserwirtsch. 1940. Bd. 35, S. 267.
340. Hutarew G, Arch. Warmew. 1941. Bd. 22, S. 157—159.
341. Z. VDI. 1953. Bd. 95, S. 997.

342. D r u c k l u t t, 1935. Bd. 2, Heft 1.
343. Escher Wyss Mitt. 1941. Bd. 14, S. 22/23.
344. F o r s c h u n g s b e r i c h t, der deutschen Luftfahrforschung. 1940. Nr. 1302.
345. Z. VDI. 1924, Nr. 45, 46, 52; 1925, S. 1260.
346. Z. ges. Turbinenw. 1912. S. 391.
347. Escher Wyss Mitt. 1928, Heft 3. S. 76.
348. Lell. Dtsch. Wasserw. 1930. S. 11 ff.
349. Forsch. Arb. Ing. Wes, Heft 321.
350. Schweiz. Bauztg. Jahrg. 63. 1945. S. 140—41.
351. Z. ges. Turbinenw. 1906, S. 106.
352. Konstruktion. 1955. Bd. 7, S. 68—72.
353. B o l l i n g e r H., Laufschaufelregelung bei Radialrädern. Diss. Karlsruhe, 1932.
354. Mitt. d. Inst. f. Stromüngsmasch. d. Techn. Hochschule Karlsruhe 1932, Nr. 3.
355. W a s s e r k r. u. Wasserwirtsch. 1942. Bd. 37. S. 117—119.
356. Werbeschrift Gb 3718 der Firma F. Krupp A. G.
357. Wasserkr. u. Wasserwirtsch. 1935. Heft 4.
358. Elektrizitätswirtsch. 1937. Bd. 36. S. 37.
359. Arch. Wärmew. 1940. Bd. 21, S. 111.
360. BBC Nachr. 1942, Bd. 29, S. 10.
361. ETZ. 1940. Bd. 61, S. 349.
362. Arch. Wärmew. 1937. Bd. 18, S. 203.
363. Mitt. V. D. E. W. 1933. S. 390.
364. R ü t s c h i K., Schweiz. Bauztg. 1941. Bd. 117, Nr. 16.
365. Weil. Z. ges. Turbinenw. 1920. S. 289, 302.
366. Arch. Wärmew. 1939. Bd. 20, S. 292.
367. AEG. Mitt. 1935. Heft 10, S. 11.
368. Z. VDI. 1940. Bd. 84. S. 378; The Engineer. April 17, 1953.
369. Combustion, 1948, Bd. 20, S. 28—31.
370. Konstruktion. 1949. Bd. 1, S. 91.
371. Engineering. 1949, p. 177.
372. Schweiz. Bauztg. 1950. Bd. 68, S. 56.
373. Konstruktion, 1950. Bd. 2, S. 94.
374. BWK. 1950. Bd. 5, S. 118.
375. G a r t m a n n H., Power. Nov. 1953. S. 71—74.
376. F a b r i t z G., Z. VDI. 1944. Bd. 88, S. 601.
377. S c h u p p F., Hohlläuferpumpen. Z. VDI. 1940. Bd. 84, S. 921.
378. W. von der Nüll. Luftf. Forschg. 1937. Bd. 14, S. 244.
379. Autom. techn. Z. 1938, Heft 11, S. 282—295.
380. Luftwissen. 1937. Bd. 4, S. 169—186.
381. Jb. 1938 dtsch. Luftfahrforschg.
382. Z. VDI. 1941. Bd. 85, S. 763, 905—981.
383. N ü l l, «Ladeeinrichtungen», Automobiltechn. Handb. 1942. S. 1149—1213.
384. Escher Wyss Mitt. 1937. Bd. 10, S. 74.
385. S i e g w a r t E., Z. VDI. 1953. Bd. 95, S. 56.
386. Z. ges. Turbinenw. 1912, S. 225.
387. Z. VDI. 1913. S. 1858.
388. Z. ges. Turbinenw. 1914. S. 309.
389. S c h ö t e r., Z. ges. Turbinenw. 1912. S. 199, 222 u. 234.
390. O e s c h, Z. ges. Turbinenw. 1917, S. 273 ff; 1919, S. 20.
391. Druckschrift der Hamburger Wasserwerke. 13. 11. 19451, S. 55 ff.
392. S c h u l z W., Tiefbrunnen-Kreiselpumpen Z. VDI. 1930. Bd. 74, S. 235 ff.
393. Ahrens. Z. VDI. 1913. S. 321.
394. Lepigue. Wasserwirtschaft. Bd. 42, Heft 12.
395. S c h u l z W., Punga F. Unterwasserpumpen. Berlin. VDI-Verlag 1944.
396. P f l e i d e r e r C., Der Entwicklungsstand der Tauchpumpen. Z. VDI. 1936. Bd. 80, S. 253.
397. W e i s s e r C., Z. VDI. 95. 1953. S. 1147—1150.

398. Sherwell T. Y., u. R. Pennington. Centrifugal Pump Characteristics usw., herausgeg. v. The Inst. of Mech. Eng. London, 1932.
399. Abwasserpumpwerke und Druckrohre. Heft 2 der Schriftenreihe der Abwasserfachgruppe der dtsch. Ges. f. Bauwesen.
400. Brecht W., Heuer H. Rohrreibungsverlust von Stoffaufschwemmungen. Biberach. Guther Staib-Verlag 1935.
401. Engineer. 1924, p. 678.
402. Z. ges. Turbinenw. 1915, S. 124.
403. Z. VDI. 1922. Bd. 66, S. 350; 1935. Bd. 79, S. 313; 1937. Bd. 81, S. 258; 1936. Bd. 80, S. 829; 1937. Bd. 81, S. 1—66.
404. Die Wärme. 1940, S. 189.
405. Trans. of the Soc. Mech. Eng., Japan. 1939. Vol. 5, No. 21.
406. Z. VDI. 1906. Bd. 50, S. 1972; 1908. Bd. 52, S. 2004; 1913. Bd. 57, S. 1854.
407. Z. VDI. 1927. Bd. 71, S. 128; 1929. Bd. 73, S. 185; 1933. Bd. 77, S. 81; 1937. Bd. 81, S. 1008; 1938. Bd. 82, S. 148, 379; 1940. Bd. 84, S. 626; 1941. Bd. 85, S. 870; 1943. Bd. 87. S. 84, 1944. Bd. 88, S. 9.
408. Kieser J., Beiheft zur Z. VDI Verfahrenstechnik. 1938. S. 1.
409. Pfleiderer C., Luftfahrtforschung. 1942. Bd. 19, Lfg. 1, S. 13—22.
410. Z. VDI. 1937. S. 688 ff.
411. Kluge Fr., Kreiselgebläse und Kreiselverdichter radialer Bauart. Berlin—Göttingen—Heidelberg; Springer Verlag 1953.
412. Z. VDI. 1907. Bd. 51, S. 1125.
413. Escher Wyss Mitt. 1941. Bd. 14, S. 28.
414. Howell. Inst. mechan. Engr. Proc. 1950; p. 238.
415. Freidrich R., Konstruktion. 1951. Bd. 3, S. 374—380.
416. Hausenblas H., Z. VDI. 1952. Bd. 94, S. 246:
417. Haller, P. BWK. 1953. Bd. 5, S. 333—337.
418. BWK. 1953. Bd. 5, S. 122.
419. Escher Wyss. Mitt. 1941. S. 23.
420. Transaction ASME. 1952. Vol. 74, p. 879—950; 1953, vol. 75, p. 409—420.
421. Brown Boveri Mitt. 1953. Bd. 40, S. 77/78.
422. Karrer W., Schweiz. Bauztg. 1948. Bd. 66, Nr. 21, S. 291—296.
423. Hofmann E., Z. VDI. 1940. Bd. 84, S. 97—101.
424. Eckert E., Wärme- und Stoffaustausch. Berlin. Springer 1949.
425. Hütte, 27. Aufl. Bd. 1., S. 593.
426. Gröber, Erk. Die Grundgesetze der Wärmeübertragung. Berlin. Springer 1933. S. 246.
427. Thomann E., BWK. 1954. Bd. 6, S. 132—134.
428. Moller R., Z. VDI. 1923. Bd. 67, S. 869—872; 1929, Bd. 73, S. 1009—1013.
429. Hütte, 27 Aufl. Bd. 1, S. 557.
430. Kluge F., Kreiselverdichter für technische Gase, Z. VDI. 1944. Bd. 88, S. 657—667.
431. Kluge F., Z. VDI. 1944. Bd. 88, S. 659.
432. Naumann A., Die Technik. 1948. Bd. 3, S. 374—380.
432a. Luftfahrtforschung, 1942, Bd. 9, Nrl, S. 16.
433. Senger U., BBC-Mitt. 1941. Bd. 28, S. 19.
434. Kühl H., Forschung. 1942. Bd. 13, S. 235—245.
435. BBC-Werbeschrift T 1126 (332, 500). 1315 D, «Turbogebläse in Hochofenanlagen», Abb. 13, S. 18.
436. Hütte, 27. Aufl. Bd. 1, S. 734.
437. Stodola, Die Damprf- und Gasturbinen, 6 Aufl. Berlin, Springer 1924.
438. Biezeno-Grammel, Technische Dynamik, Berlin. Springer 1939 und 1953.
439. Baer H., Z. VDI. 1940. Bd. 84, S. 359.
440. Müller J., Osterreichisches Img. Archiv. 1948. Bd. 2, S. 138.
441. Baer H., Forschung. 1936. Bd. 7, S. 188.
442. Gruber W., Forschung. 1939. Bd. 10, S. 142.
443. Kriegler F., Werkstoffe (im Sammelelwerk Strömungsmaschinen von Encke W., Göttinngen — не опубликовано).
444. Malkin J., Festigkeitsberechnung rotierender Scheiben. Berlin 1935.

445. K e l l e r C., Beitrag zur analytische Berechnung hochdruckbelasteter Radscheiben; Stodola-Festschrift. Zürich, 1929. S. 342.
446. S a l z m a n n, Escher Wyss Mitt., 1938. Bd. 11, S. 63.
447. B u s k e A., Jb. dtsch. Luftfahrtforsch. 1941. Bd. II, S. 165—172.
448. Die Dissertationen von Hottenrott, 1932; Dusold, 1933; Behrens, 1934, in Mitt. des Wöhler-Instituts der Technischen Hochschule Braunschweig. Heft 10, 14, 15. Braunschweig. Vieweg.
449. S t o d o l a A., Dampf- und Gasturbinen,5. oder 6. Aufl. Berlin. Springer.
450. B i e z e n o - G r a m m e l., Techn Dynamik. Springer 1939 und 1953.
451. K a r a s K., Die kritischen Drehzahlen wichtiger Rotorformen. Wien. Springer 1935.
452. H o l b a J. J., Berechnungsverfahren zur Bestimmung der kritischen Drehzahlen von geraden Wellen. Wien. Springer 1936.
453. W e b e r Const. Schwingungen im Maschignenbau. Dusseldorf. Dtsch. Ing. Verlag. 1953.
454. F o p p l O., Die Technik. 1947. Bd. 2, S. 25—28.
455. B r o w n Boveri Mitt. 1953. Bd. 40, Nr. 11/12, S. 446.
456. F ö p p l O., Mitt. d. Wohler-Inst. d. T. H. Braunschweig, Heft 40. Braunchweig. Vieweg 1948 — Schweiz. Bauztg.; 1948, Bd. 66, Nr. 3, S. 31.
457. P e s t e l E., Ing. Arch. 1954. Bd. 12, S. 147—155.
458. M e y e r J., Jahrbuch 1939 d. Deutschen Luftfahrforschung, S. 89.
459. H u t a r e w G., Z. VDI. 1953. Bd. 95, S. 995—999.
460. S u l z e r, Technische Rundschau. 1953. Nr. 4. S. 34.
461. Германские патенты 346690, 527764, 530119.
462. P f l e i d e r e r C., Z. VDI., 1914, S. 965.
463. H o e f e r K., Die Kondensation bei Dampfkoftmaschinen, Berlin, Springer, 1925.
463a. S t a u b e r G., Gasmaschinen und Kompressoren mit Wasserkollen, Munchen, Oldenbourg, 1937.
464. P o w e r. January 1952, p. 112—114.
465. B r e i c h l e J o s e f, Wasserringpumpen fur Luftforderrung. Diss. T. H. Hannover, 1941.
466. S t r u c k W., Untersuchung an Wasserring-Luftpumpen. Diss. T. H. Hannover, 1953.
467. Германский патент 269531.
468. R i t t e r C., Uber selbstansaugende Kreiselpumpen. Leipzig. Dr. M. Janecke, 1930.
469. S c h m i d t K. A., Uber luftansaugende Kreiselpumpen. Diss. T. N. Hannover. 1932.
470. S c h m i e d c h e n W., Untersuchung über Kreiselpumpen mit seitlichem Ringkanal. Biss. T. H. Dresden. 1932.
471. E n g e l s H., Untersuchungen an Ringpumpen (Seitenkanalpumpen). Diss. T. H. Hannover, 1940.
472. T a k a i H., On the charakteristics of the «Westcotype» rotary pumps. Trans. Soc. Mech. Eng. Japan, 1936, vol. 2, № 7.
473. O t t o g a r o M i y a g i and A t s u s h i M i y a d z u, Theory of the Westco-type rotary pump. Techn. Rep. of the Tohoku Imp. Univers., Japan- 1939, vol. III, p. 264—88.
474. S e n o o I., Rep. Research Inst. for Applied Mechan. 1954, vol. III, № 10, 11.
475. S v e r s o n H. W., Trans. ASME, 1955, vol. 77, p. 19—28.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Карл Пфлейдерер

ЛОПАТОЧНЫЕ МАШИНЫ ДЛЯ ЖИДКОСТЕЙ
И ГАЗОВ

Технический редактор *В. Д. Элькинд*

Корректор *Л. Ф. Никифорова*

Переплет художника *Е. В. Бекетова*

Сдано в производство 11/VI 1959 г. Подписано
к печати 11/XII 1959 г. Т-13714
Тираж 6000 экз. Печ. л. 42,75 Бум. л. 21,38
Уч. изд. л. 46,0 Формат $60 \times 92/_{16}$ Зак. 650

Типография № 6 УПП Ленсовнархоза, Ленинград,
ул. Моисеенко, 10

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
24	7-я сверху	$\frac{h_{pd}}{v_I}$	$\frac{h_{pol}}{v_I}$
42	5-я снизу	$\alpha = 20°$	$\alpha = 90°$
51	18-я „	$\Gamma = \Phi c_l d_l$.	$\Gamma = \oint c_l dl$.
75	13, 14-я сверху	Кинетическая	Кинематическая
78	5-я „	1/50 000	1/5000
140	Формула (3. 24)	$= c_{2u} - c'_{2u} - c_{3u}$	$= c_{2u} - c'_{2u} = c_{2u} - c_{3u}$
156	3-я снизу	$= H_{p\infty} =$	$= H_{p\infty}/H_{th\infty} =$
181	5-я „	$[\ln(Re_v/Re)^2 \times$ $\times [(b - b^2) 2] x^2$	$[\ln(Re_v/Re)]^2 \times$ $\times [(b - b^2)/2] x^2$
220	3-я „	$-(\sqrt{1 - B})^{1/3}]$.	$-(\sqrt{1 + B} - 1)^{1/3}]$.
480	Подпись к фиг. 285, 9-я сверху	$\psi_{max} = 0{,}10\varphi$; при $\varkappa = 1{,}35$	$\psi_{max} = 2{,}10\varphi$; при $\varkappa = 1{,}135$
482	Подпись к фиг. 287, 2-я сверху	У воздуходувки	У нагнетателя
493	Подпись к фиг. 295	потери	потоки
546	14-я сверху	$x_n = p_{n+1}$; $[p$	$x_n = p_{n+1}/p_n$ [согласно
547	Формула (14. 14)	$D_2 = \sqrt{\ldots}$	$D_2 = \sqrt[3]{\ldots}$
574	Табл. 19. 3-я графа, 1-я снизу	$= 2\pi r/2h$	$2\pi r/zL$
582	20-я „	$= \frac{K_0}{r}$	$= \frac{K_0}{r} =$
596	4-я „	$кг/см^3$,	$кг/м^3$,
	Там же	$кг \cdot сек^2/м^3$.	$кг \cdot сек^2/м^4$.
599	8-я сверху	$+ b_2 \frac{E}{1 - \nu}$	$+ b_2 \frac{E}{1 + \nu}$
601	Формула (15.7)	$= \nu\sigma_r$.	$= \nu\Delta\sigma_r$.
633	Формула (6)	$\frac{(\omega r_a)^2 dr}{g} =$	$\frac{(\omega r_a)^2 dr}{gr} =$
658	Фиг. 409, 2 и 3-я сверху	полезной площади	полезной мощности
663	Фиг. 416	оптимального к. п. д.	с оптимальным к. п. д.

К. Пфлейдерер, зак. 650.